



Optimisation et cophasage d'un dispositif d'imagerie directe à haute résolution et haut contraste : l'hypertélescope temporel

Laurent Bouyeron

► To cite this version:

Laurent Bouyeron. Optimisation et cophasage d'un dispositif d'imagerie directe à haute résolution et haut contraste : l'hypertélescope temporel. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université de Limoges, 2013. Français. NNT : . tel-00870029

HAL Id: tel-00870029

<https://theses.hal.science/tel-00870029>

Submitted on 4 Oct 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE LIMOGES

École doctorale ED n°521 - Sciences et Ingénierie pour l'Information
Faculté des Sciences et Techniques
Institut de Recherche XLIM-UMR 6172

Année : 2011

Thèse N° 61-2011

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : Électronique des Hautes Fréquences, Photonique et Systèmes
Spécialité : Photonique

Présentée et soutenue par

Laurent Bouyeron

le 28 Novembre 2011

**Optimisation et cophasage d'un dispositif d'imagerie
directe à haute résolution et haut contraste :
l'hypertélescope temporel**

Directeurs de thèse : Laurent DELAGE et François REYNAUD

Composition du jury

Président :

Vincent Couderc Professeur, Xlim, Limoges

Rapporteurs :

Denis Mourard Astronome, Observatoire de la Côte d'Azur, Nice
Marc Ollivier Astronome, Institut d'Astrophysique Spatiale, Orsay

Examineurs :

Rodolphe Krawczyk Responsable division optique, Thales Alenia Space, Cannes la Bocca
Jean-Michel Le Duigou Ingénieur optique, Centre National d'Études Spatiales, Toulouse
Ludovic GROSSARD Maître de conférences, Xlim, Limoges

Directeurs de thèses :

Laurent DELAGE Professeur, Xlim, Limoges
François REYNAUD Professeur, Xlim, Limoges

Mis en page avec la classe thloria.

À mes parents, qui m'ont toujours laissé rêver.

À Aïcha, qui me fait toujours rêver...

The Wheel of Time turns, and ages come and pass, leaving memories that become legend.

Legends fade to myth, and even myth is long forgotten when the Age that gave it birth comes again. In one Age, called the third age by some, an Age yet to come, an Age long pass, a wind rose in the Mountains of Mist. The wind was not the beginning. There are neither beginnings or endings to the turning of the Wheel of Time. But it was a beginning.

The Wheel of Time, Robert Jordan

Remerciements

Je tiens tous d'abord à remercier la société Thalès Alenia Space, le CNES, le CNRS, et la Région Limousin, d'avoir soutenu financièrement mes travaux. En ces temps où le "cours-termisme" règne, je trouve rassurant de constater que certaines personnes investissent encore sur l'avenir et le développement des connaissances.

Je remercie également chaleureusement Marc Ollivier et Denis Mourard qui ont accepté d'être rapporteurs pour cette thèse ainsi que l'ensemble des membres du jury qui ont bien voulu me donner une place sur leur emploi du temps que je sais très chargé. Je suis très reconnaissant à Vincent Couderc d'avoir endossé la tâche de président de ce jury.

Venons en maintenant à ma chère équipe avec qui j'ai passé trois années inoubliables. Mille merci tout d'abord à mes directeurs de thèse, Laurent Delage et François Reynaud. Laurent a été pour moi d'un soutien indispensable notamment pendant cette dernière année (et encore plus ces derniers mois) où les choses ne se seraient certainement pas aussi bien passées sans lui. Merci donc d'avoir été un peu « mon post doctorant à moi » pour ces dizaines d'expérimentations de dernière minute ; merci pour tout le temps que tu as passé à relire mon manuscrit et à m'aider à structurer ma pensée (et mes Vi...) ; et merci, peut être plus encore, pour toutes les discussions, scientifiques ou non, sérieuses ou pas que nous avons pu avoir.

A François, je tiens à dire toute mon admiration pour son enthousiasme inaltérable, ses encouragements bienveillants et ses capacités d'expérimentateur hors-pair (qui m'ont parfois fait enrager quand, en un claquement de doigts, il réussissait là où je venais de trimer sans succès pendant deux heures...). Merci pour ton soutien, tes remarques toujours pertinentes et pour la patience que tu as eu avec moi (et oui le creusois est parfois dur à convaincre, voir têtu...).

Je tiens également à remercier Ludovic Grossard, qui nous a rejoints l'année dernière et qui m'a été d'une grande aide en cette fin de thèse, notamment en me donnant les bons outils informatiques (et donc en éliminant Windows...) pour réaliser un document

de qualité (je l'espère en tout cas!). Je le remercie également pour les compétences de correcteurs dont il a fait preuve avec mes écrits aussi bien en français qu'en anglais.

Vient ensuite (dans l'ordre hiérarchique, pas dans mon coeur bien sûr!) toute la troupe des doctorants : Damien Ceus, Jean-Thomas Gomes et Romain Baudoin. Merci à vous tout d'abord, d'avoir tant travailler pour me fournir à temps cette fameuse boîte magique qui convertit les photons. Avec vous tous, je ne me suis pas ennuyé une seconde et j'ai passé des moments très agréables. J'espère sincèrement que nous pourrons encore collaborer ou au moins nous amuser ensemble dans les années à venir (Je propose un point de ralliement chez monsieur Ceus, il fait meilleur là bas!).

Je remercie bien sûr Alain Dexet et Julien Laylavergne pour le toujours excellent travail qu'ils ont fourni sur le banc THT d'un point de vue mécanique et électronique.

J'adresse également des remerciements particuliers à Sébastien Vergnole que je n'ai rencontré que très peu de temps mais avec qui je me suis immédiatement senti en confiance. Je lui suis réellement reconnaissant de m'avoir écouté à un moment où je doutais beaucoup et d'avoir su, fort de son expérience personnelle, me donner des réponses.

J'ai également une pensée pour Rodolphe Krawczyk qui, malgré ces responsabilités dans le projet SENTINEL-3 et le travail colossal qui en résulte, a toujours trouvé un peu de temps pour se soucier de moi et m'encourager.

Merci à mes collègues de l'IUT et notamment à Audrey Martin d'avoir surchargé leurs services pour me permettre de finir ma préparation de soutenance en toute tranquillité.

Je remercie du plus profond de mon coeur mes parents qui m'ont toujours soutenu, même s'ils ne comprenaient pas vraiment ce que je faisais.

Finalement, je remercie Aïcha pour tout l'amour et le soutien qu'elle m'a donné pendant ces trois ans. Merci d'être revenue à Limoges juste pour moi, merci de tout l'intérêt que tu portes à ce que je fais et merci d'être toi, la femme que j'aime.

Table des matières

Table des figures	11
Liste des tableaux	17
Introduction	19
1 L’hypertélescope temporel : historique et présentation d’un instrument d’imagerie à haute résolution novateur	23
1.1 De l’interféromètre à l’imageur	23
1.1.1 L’imagerie à haute résolution angulaire	23
1.1.2 Limitation des télescopes mono-pupilles	24
1.1.3 Réseau de télescopes et imagerie indirecte	25
1.1.4 Interféromètre de Fizeau	27
1.1.5 L’hypertélescope	30
1.1.6 L’hypertélescope temporel	32
1.2 Description du banc THT	36
1.2.1 L’étoile binaire artificielle	37
1.2.2 La pupille d’entrée : configuration du réseau de télescopes	38
1.2.3 L’interféromètre huit voies utilisant des composants d’optique guidée.	44
2 Caractérisation des défauts instrumentaux et optimisation du banc THT	47
2.1 Détection et acquisition du signal	48
2.2 Contrôle des niveaux photométriques, apodisation	55
2.3 Contrôle des longueurs de chemin optique	57
2.4 Contrôle de la polarisation	63
2.5 Bilan	74

3	Cophasage d'un dispositif d'imagerie directe par synthèse d'ouverture	77
	optique	77
3.1	Position du problème	77
3.1.1	De la nécessité du cophasage	78
3.1.2	Expression analytique de la PSF du banc THT	85
3.2	Méthode « génétique »	88
3.2.1	Principe de l'algorithme génétique	89
3.2.2	Application au problème du cophasage	91
3.2.3	Cophasage sur une source ponctuelle : Algorithme 1	96
	Choix de la fonction objectif F_1	96
	Gestion de la taille de la plage de mutation : estimateur E_1	99
	Résultats	101
3.2.4	Cophasage sur un objet de géométrie inconnue : Algorithme 2	102
	Choix de la fonction objectif F_2	103
	Gestion de la taille de la plage de mutation : estimateur E_2	105
	Résultats	108
3.2.5	Conclusions	108
3.3	Méthode génétique couplée à la diversité de phase	110
3.3.1	Principe de l'algorithme 3	110
3.3.2	Principe de la diversité de phase	113
3.3.3	Optimisation de la vitesse de convergence de l'algorithme génétique	116
	Choix de la fonction objectif : test des métriques	116
	Optimisation du temps de calcul d'une itération	120
	Gestion de la mutation	122
3.3.4	Résultats et conclusions	127
4	Fonctionnement en régime de comptage de photons	133
4.1	Détecteur à comptage de photons	134
4.1.1	Le signal en régime de comptage de photons	134
4.1.2	Cas du banc THT	136
	Principe de la conversion paramétrique	136
	Chaîne de détection sur le banc THT	137
4.2	Réduction des données	139
4.2.1	Ré-échantillonnage de l'image	139
4.2.2	Synchronisation de la position de l'objet	142

4.2.3	Effet de saturation du détecteur	143
4.2.4	Courant d'obscurité	147
4.2.5	Bilan	148
4.3	Impact du régime de comptage de photons sur le dispositif de cophasage .	150
4.3.1	Choix de la métrique	150
4.3.2	Gestion du paramètre de mutation	156
4.4	Validation expérimentale	156
4.4.1	Remarque préliminaire : prise en compte du défaut de saturation du détecteur à comptage de photons	157
4.4.2	Évolution expérimentale de la dynamique et premières images . . .	157
4.4.3	Imagerie d'un système binaire	160
4.4.4	Correction du résidu de déphasage	163
4.5	Bilan et conclusion	167
5	Perspectives	169
5.1	Améliorations à apporter au banc THT	169
5.2	Quelques pistes de développement	171
5.2.1	Fonctionnement en lumière polychromatique	171
	Conséquences instrumentales	171
	Tests préliminaires sur le banc THT	174
5.2.2	Extension à l'imagerie bidimensionnelle	175
	Acquisition d'image 2D avec un hypertélescope temporel	176
	Cophasage d'un réseau 2D présentant un grand nombre d'ouvertures	177
5.2.3	Amélioration du système de recombinaison des champs	177
5.3	Projet « Temporal Hypertelescope Experimental Orbiter »	179
5.3.1	Description	180
5.3.2	Exemple de cibles astronomiques	182
	Conclusion générale	183
A	Taille optimale de la plage de piston de diversité avec l'algorithme 3	187
B	Simulations du comportement de l'algorithme en régime de comptage de photons	189
C	Article MNRAS	191

Bibliographie

203

Table des figures

1.1	PSF observée dans le cas d'un télescope monolithique	24
1.2	PSF observée dans le cas d'un interféromètre de Fizeau présentant une pupille dense	27
1.3	PSF observée dans le cas d'un interféromètre de Fizeau présentant une pupille diluée	29
1.4	PSF observée dans le cas d'un hypertélescope	30
1.5	Translation de la PSF dans le plan image	33
1.6	Acquisition temporelle de l'image	34
1.7	Couplage co-axial	36
1.8	Schéma du banc THT	37
1.9	L'étoile binaire artificielle	37
1.10	Schéma optique de l'étoile artificielle	39
1.11	La pupille d'entrée	39
1.12	Structure de la PSF	40
1.13	Effet de l'apodisation sur la dynamique de la PSF	41
1.14	Positionnement des télescopes sur la pupille d'entrée	42
1.15	Comparaison de la PSF avec et sans apodisation	44
1.16	L'interféromètre fibré huit voies vers une	44
2.1	Schéma optique de l'étoile artificielle	49

2.2	Schéma d'une photodiode câblée en mode photovoltaïque	51
2.3	Effet de filtrage du détecteur	53
2.4	Déformation de la PSF par le détecteur	53
2.5	Effet du bruit du détecteur sur mesure de dynamique des images courtes poses	54
2.6	Limitation de la dynamique par les défauts d'apodisation	57
2.7	Limitation de la dynamique par la non linéarité de la réponse des lignes à retard	62
2.8	Effet de la biréfringence des fibres optiques	64
2.9	Principe de la mesure du taux d'extinction	66
2.10	Propagation du défaut de polarisation dans l'interféromètre	67
2.11	Effet du polariseur placé en sortie de l'interféromètre	68
2.12	Effet du bruit du détecteur sur la mesure du contraste	70
2.13	Limitation de la dynamique pour le défaut de polarisation	74
2.14	Comparaison de l'effet des différents défauts identifiés sur la dynamique des images courtes poses	74
2.15	Limitation de la dynamique des images courtes poses par l'ensemble des défauts instrumentaux identifiés	75
2.16	Simulation d'une image longue pose obtenue lorsque l'ensemble des défauts instrumentaux sont appliqués.	76
3.1	Effet du déphasage sur la forme de la PSF	81
3.2	Relation entre le niveau de déphasage et la dynamique moyenne des images courtes poses	82
3.3	PSF courte pose obtenue expérimentalement grâce à une synchronisation passive des franges d'interférences à deux ondes	83
3.4	Effet de la redondance du réseau sur le spectre de l'image	87
3.5	Représentation de Fresnel de $\tilde{H}(\nu_i)$	88

3.6	Schéma de principe d'un algorithme génétique	90
3.7	Enceinte d'isolation acoustique et thermique de l'interféromètre	94
3.8	Comparaison à la fréquence ν_i de la réponse spectrale optimale et de celle d'un instrument déphasé	96
3.9	Exemple de vecteur de base différent du vecteur optimal, dont la partie imaginaire est nulle	97
3.10	Comparaison de l'évolution moyenne de la dynamique au cours du proces- sus de cophasage observée avec l'algorithme 1 suivant la fonction objectif utilisée.	98
3.11	Simulation de l'évolution moyenne de la dynamique en fonction de la taille de la plage de mutation	99
3.12	Simulation de l'évolution moyenne de la dynamique avec l'algorithme 1 lorsque la taille de la plage de mutation est proportionnelle à $\Delta\theta$	100
3.13	Mise en évidence de la corrélation entre l'estimateur E_1 et $\Delta\theta$	101
3.14	Résultats expérimentaux de cophasage avec l'algorithme 1	102
3.15	PSF longue pose obtenue expérimentalement	103
3.16	Relation entre $\tilde{H}_{exp}(\nu_i)$ et le niveau de cophasage	104
3.17	Simulation de l'évolution moyenne de la dynamique avec l'algorithme 2 lorsque la taille de la plage de mutation est proportionnelle à $\Delta\theta$	105
3.18	Décomposition du vecteur de base selon la direction $\varphi(\nu_i)$	106
3.19	Mise en évidence de la corrélation entre l'estimateur E_2 et $\Delta\theta$	108
3.20	Image expérimentale longue pose (10 min) d'un système binaire présentant une dynamique d'environ 200 obtenue avec l'algorithme 2.	109
3.21	Comparaison des résultats obtenus avec les deux algorithmes dans le cas du cophasage sur une source ponctuelle	109
3.22	Limitation du cophasage par les instabilités instrumentales	111
3.23	Description d'un cycle d'asservissement dans le cas de la méthode génétique.	111

3.24	Description d'un cycle d'asservissement dans le cas de l'algorithme 3	112
3.25	Simulation de l'évolution de la dynamique en fonction du couple métrique-PPD	118
3.26	Comparaison des meilleurs résultats obtenus en simulation pour chaque métrique	118
3.27	Comparaison des résultats expérimentaux obtenus pour différents couples métrique-PPD	119
3.28	Effet de l'augmentation du nombre d'itérations par cycle	121
3.29	Loi empirique de détermination de la taille de la plage de mutation optimale dans le cas de l'algorithme 3 en fonction du nombre d'itérations par cycle.	123
3.30	Mise en évidence de la corrélation entre l'estimateur E_3 et $\Delta\theta_0$	126
3.31	Effet de l'estimateur E_3 sur l'évolution de la dynamique	126
3.32	PSF longue pose obtenue avec l'algorithme 3	128
3.33	Évaluation du niveau de cophasage obtenue par l'algorithme 3	129
3.34	Confrontation de l'image longue pose expérimentale aux données issues de simulations	130
3.35	Image expérimentale longue pose d'un système binaire présentant un écart de magnitude $\Delta H = 9,1$	131
4.1	Exemple de trame de photons obtenue avec un détecteur à comptage de photons	135
4.2	Principe de la conversion paramétrique	137
4.3	Chaîne de détection du banc THT en régime de comptage de photons . . .	137
4.4	Signal transmis dans la chaîne de détection	138
4.5	Ré-échantillonnage de l'image	140
4.6	Effet du bruit de photons	141
4.7	Décomposition du processus de synchronisation de la position de l'objet . .	142
4.8	Effet de la saturation du photo-compteur sur l'image longue pose	144

4.9	Courbe de correction de la saturation du photo-compteur	146
4.10	Exemple de correction de l'effet de saturation	147
4.11	Correction de l'effet de courant d'obscurité	148
4.12	Processus de réduction des données	149
4.13	Évolution moyenne de la dynamique avec la métrique $M2[-\pi/4; \pi/4]$ en fonction du flux incident	152
4.14	Évolution moyenne de la dynamique en régime de comptage de photons pour une métrique donnée en fonction de la PPD utilisée	152
4.15	Évolution moyenne de la dynamique en régime de comptage de photons pour une PPD donnée en fonction de la métrique utilisée	153
4.16	Évolution moyenne de la dynamique pour une PPD de $[-\pi/4; \pi/4]$ en fonc- tion du flux incident	155
4.17	Évolution moyenne de la dynamique obtenue avec M4 en fonction du flux incident et de la PPD.	155
4.18	Comparaison de l'évolution de la dynamique des images courtes poses ob- tenues avec et sans correction de l'effet de saturation durant l'acquisition .	158
4.19	Évolution de la dynamique observée sur le banc THT en régime de comp- tage de photons	158
4.20	Évaluation de l'écart résiduel de longueur de chemin optique obtenu expé- rimentalement en RCP	159
4.21	PSF longue pose obtenues expérimentalement en RCP	160
4.22	Images expérimentales de systèmes binaires obtenues en RCP pour un flux de 500 photons détectés par trame	161
4.23	Images expérimentales de systèmes binaires obtenues en RCP pour un flux de 100 photons détectés par trame	162

4.24	Effet de la correction du résidu de déphasage sur les images expérimentales de systèmes binaires obtenues pour un flux de 500 photons détectés par trame	165
4.25	Effet de la correction du résidu de déphasage sur les images expérimentales de systèmes binaires obtenues pour un flux de 100 photons détectés par trame	166
5.1	PSF idéale de l'instrument en lumière polychromatique	171
5.2	PSF expérimentales obtenues sur le banc THT en lumière polychromatique	175
5.3	PSF bidimensionnelle du banc THT	176
5.4	Simulation de cophasage d'un réseau bidimensionnel de 100 télescopes pour l'imagerie d'un objet complexe	178
5.5	Exemple de structure d'un coupleur co-axial 4 vers 4	179
5.6	Exemple de structure d'un coupleur multi-axial 4 vers 4	180
5.7	Structure possible du réseau de télescopes de l'instrument THEO	181
A.1	Evolution de la dynamique observée avec l'algorithme 3 en fonction de la taille de la PPD et du nombre d'itérations par cycle de cophasage	188
B.1	Évolution de la dynamique observée en RCP	190

Liste des tableaux

1.1	Coefficients d'apodisation en champ a_k appliqués sur le banc THT	43
2.1	Effet de filtrage passe bas du détecteur	53
2.2	Paramètres expérimentaux d'apodisation	56
2.3	Mesures expérimentales des taux d'extinction de la polarisation (TEP) pour les différents éléments du banc de test.	66
2.4	Contrastes expérimentaux bruts	69
2.5	Pertes de contraste dues à l'effet de filtrage passe bas du détecteur	72
2.6	Contrastes expérimentaux après correction de l'effet de filtrage passe bas. L'incertitude sur la mesure est de l'ordre de $\pm 1.10^{-4}$	73
2.7	Récapitulatif des limites de dynamique en fonction du défaut	75
4.1	Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux obtenus en RCP pour l'imagerie de systèmes binaires	163
4.2	Tableau récapitulatif des résultats expérimentaux obtenus en RCP pour l'imagerie de systèmes binaires après correction du résidu de déphasage . .	164

Introduction

Le développement de nos connaissances dans le domaine de l'astrophysique est depuis toujours corrélé à celui des instruments nous permettant d'observer le ciel. Notre soif de savoir nous pousse donc à construire des instruments toujours plus imposants, nous permettant de discerner d'infimes détails de l'univers. Dans ce domaine, après avoir augmenté la taille de nos télescopes jusqu'à leur faire atteindre plus d'une dizaine de mètres de diamètre, nous avons franchi un cap avec le développement de l'interférométrie optique. Cette technique [Lawson, 2009] nous permet en reliant plusieurs télescopes les uns aux autres, d'accéder à un niveau de détail sur l'objet observé (appelé résolution angulaire), impossible à obtenir avec un télescope unique. Elle a vu son utilisation exploser avec le développement de grands instruments tels le Very Large Telescope Interferometer (VLTI) ou l'interféromètre CHARA [Petrov et al., 2007, Mourard et al., 2011]. Sa limitation majeure reste toutefois l'impossibilité d'obtenir une image directe de l'objet observé. Il est en effet nécessaire de reconstruire cette image *a posteriori*, à partir des données expérimentales, en faisant un certain nombre d'hypothèses sur la géométrie de l'objet observé [Lawson et al., 2004, Filho et al., 2008].

Un nouveau type d'instrument, appelé hypertélescope, pourrait ainsi venir succéder à ces grands réseaux de télescopes [Labeyrie, 1996, Arnold et al., 2002]. Il présente en effet, les mêmes capacités en terme de résolution angulaire mais fournit cette fois-ci, une image directe de l'objet observé. Toutefois, ce type d'instrument est complexe à réaliser car il demande de relier, dans des conditions propices à l'interférométrie, un nombre important

de télescopes. C'est sur une version particulière de cet instrument nommée hypertélescope temporel [Reynaud and Delage, 2007] que va porter ce manuscrit.

Le sujet de mon premier chapitre portera sur l'historique et le principe de l'hypertélescope temporel puis sur la description du banc de test, appelé banc THT (Temporal HyperTelescope), mis en place au laboratoire XLIM de Limoges et sur lequel j'ai travaillé au cours de ma thèse [Bouyeron et al., 2010]. Dans le second chapitre, nous chercherons à caractériser et, si possible, à limiter les défauts intrinsèques de ce dispositif expérimental. L'objectif de cette démarche est d'évaluer les performances théoriques maximales de notre instrument en terme d'imagerie à haut contraste. Dans le chapitre 3, nous nous attaquerons à la difficulté majeure rencontrée dans la réalisation des hypertélescopes, connue sous le nom de problème du cophasage. Ce type d'instrument demande en effet de maîtriser le trajet parcouru par la lumière entre les télescopes du réseau et le dispositif de recombinaison des champs optiques avec une précision de quelques nanomètres. Nous verrons plusieurs méthodes utilisant notamment un algorithme génétique ou la technique de diversité de phase nous permettant d'atteindre cet objectif à partir de la simple analyse de l'image fournie par l'instrument. Nous testerons ces algorithmes sur le banc THT dans le cas de l'observation d'une source ponctuelle ainsi que d'un système d'étoiles binaires fortement déséquilibré. Dans le chapitre 4, nous mettrons en place sur le banc de test, un dispositif de conversion par somme de fréquences nous permettant de travailler en régime de comptage de photons malgré une longueur d'onde de travail de 1550 nm [Ceus et al., 2011]. Nous développerons ensuite une méthode de réduction des données afin d'obtenir une image intelligible de l'objet observé à partir des trames de photons acquises expérimentalement. Nous modifierons également l'algorithme de cophasage pour l'adapter au fonctionnement en régime de comptage de photons. Enfin, nous testerons expérimentalement les capacités d'imagerie de notre instrument dans ce contexte. Finalement dans le chapitre 6, nous ferons le bilan des améliorations et perspectives sur lesquelles doivent porter les recherches futures et nous proposerons une architecture d'instrument spatial susceptible

d'être réalisable à moyen terme.

Chapitre 1

L'hypertélescope temporel : historique et présentation d'un instrument d'imagerie à haute résolution novateur

1.1 De l'interféromètre à l'imageur

L'objectif de cette partie est de donner le cheminement instrumental qui a conduit au développement du concept d'hypertélescope temporel. Les principes de fonctionnement des différents instruments, détaillés notamment dans les manuscrits de thèse de F. Patru [Patru, 2007] et S. Olivier [Olivier, 2007], sont ici brièvement rappelés.

1.1.1 L'imagerie à haute résolution angulaire

Depuis l'invention de la lunette astronomique par Galilée, les scientifiques ont pu bénéficier des performances de différents instruments optiques pour voir ce qui ne pouvait être vu à l'œil nu. En effet, les objets étudiés en astronomie sont souvent inaccessibles pour l'œil humain, d'une part du fait de leur faible luminosité et d'autre part de leur taille angulaire très réduite. C'est ce second point qui va nous intéresser dans ce manuscrit.

L'image d'un objet obtenue avec tout instrument d'optique n'est pas une parfaite réplique de cet objet. La finesse des détails de l'objet observable sur l'image est quantifiée par la résolution angulaire de l'instrument. La lunette construite par Galilée présentait par exemple une bien meilleure résolution qu'un œil humain. Par son biais, Galilée a pu découvrir les anneaux de Saturne, structures impossibles à percevoir à l'œil nu.

Les instruments construits par la suite ont permis d'améliorer encore considérablement ce paramètre, notamment lors des dernières décennies lorsque l'on a su s'affranchir, au moins partiellement, des effets de la turbulence atmosphérique. Le télescope Hubble par exemple, présente une résolution, aux longueurs d'onde visibles, meilleure que $0,1''^1$. On parle alors d'imagerie haute résolution ou HRA.

Dans ce domaine, un des objectifs pour les décennies à venir est de fabriquer des instruments imageurs capables d'atteindre des résolutions de quelques mas^2 voire moins.

1.1.2 Limitation des télescopes mono-pupilles

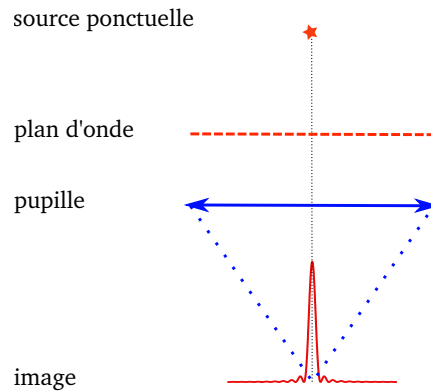


FIGURE 1.1 – PSF observée dans le cas d'un télescope monolithique : du fait du phénomène de diffraction, l'image source d'un point devient une tache dont la largeur à mi-hauteur est égale à $1,22 \cdot \frac{\lambda}{D}$ avec D le diamètre du miroir.

L'instrument le plus élémentaire pour effectuer des mesures en astrophysique est le télescope. Le miroir d'un télescope est en général monolithique, c'est à dire constitué

1. On note $''$ la seconde d'arc ou arcseconde qui est une unité de mesure des petits angles. On a $1'' = \frac{2\pi}{360.60.60} \sim 5 \mu rad$

2. On note mas la milliarcseconde. $1 mas = 1.10^{-3} '' \sim 5 nrad$

d'une seule pièce. Sa résolution peut être évaluée, comme pour tout composant optique, en réalisant l'image d'une source ponctuelle. Le signal obtenu, appelé fonction d'étalement de point (PSF : point spread function), n'est pas, du fait du phénomène de diffraction, rigoureusement un point mais une "tache" dont la forme et la taille dépendent de la géométrie du composant (cf fig.1.1). Deux points de l'objet qui sont vus sous un angle inférieur à la résolution de l'instrument ne peuvent être distingués sur l'image car les taches associées à chacun des points se superposent.

Dans le cas d'une pupille circulaire, telle qu'un miroir monolithique, la résolution angulaire R est liée à la longueur d'onde d'observation λ ainsi qu'à son diamètre D par la relation :

$$R = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} \quad (1.1)$$

Si l'on se place dans le domaine de Fourier et par analogie avec les composants électroniques, un miroir a le rôle d'un filtre passe bas présentant une fréquence de coupure égale à $\frac{1}{R}$, les fréquences prises en compte ici étant des fréquences spatiales.

Les technologies actuelles ne permettent pas de construire des miroirs monolithiques de plus d'une dizaine de mètres de diamètre. La résolution maximale des images réalisables aux longueurs d'onde visibles avec ce type d'instrument est donc limitée à 10 *mas* (dans le cas où l'effet de la turbulence est parfaitement corrigé, ce qui est loin d'être le cas pour le moment). Or, l'étude de la structure de bon nombre d'objets astrophysiques requiert des résolutions de l'ordre de la milliarcseconde. Pour obtenir cette finesse de détails sur l'image, il est donc nécessaire de se tourner vers un autre type d'instrument.

1.1.3 Réseau de télescopes et imagerie indirecte

En 1920, Albert Michelson effectua les premières mesures expérimentales du diamètre d'une étoile autre que notre Soleil. Pour réaliser un tel exploit, il utilisa, comme cela avait été proposé par Hippolyte Fizeau en 1868, un nouveau type d'instrument appelé

interféromètre. L'idée était de collecter à l'aide de deux miroirs pouvant être séparés d'une distance allant jusqu'à 7 m, des portions du plan d'onde émis par l'étoile étudiée. La lumière issue des ces deux ouvertures était ensuite guidée, grâce à un jeu de miroirs, jusqu'à un système de recombinaison. Dans ce dispositif, on superpose les champs optiques collectés. Il en résulte un signal lumineux présentant en alternance des bandes lumineuses et sombres appelées franges d'interférence. Ce phénomène est dû à la nature ondulatoire de la lumière. Le théorème de Zernike Van Cittert nous indique que le contraste, ou visibilité, de ces franges, est proportionnel à la valeur du module de la transformée de Fourier de l'objet à la fréquence spatiale échantillonnée par le couple de miroirs [Lawson, 2009]. La résolution d'un interféromètre à deux ouvertures séparées par une distance ou base B , suit donc une relation analogue à celle d'un miroir monolithique :

$$R = \frac{\lambda}{B} \quad (1.2)$$

Les franges d'interférences ne peuvent cependant être observées que lorsque les ondes recombinaison sont cohérentes entre elles. Pour cela, il faut qu'elles aient parcouru des longueurs de chemin optique très similaires. En effet, la longueur de cohérence L_c d'un flux lumineux de longueur d'onde centrale λ_0 et largeur de bande $\Delta\lambda$, est égale à :

$$L_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (1.3)$$

Ce qui donne par exemple dans le cas d'une observation à une longueur d'onde centrale de $\lambda_0 = 0,5 \mu m$ et pour une largeur de bande de 100 nm, $L_c = 2,5 \mu m$. Les longueurs de chemins optiques doivent donc être ajustées avec une grande précision, ce qui devient de plus en plus difficile à mesure que la distance B devient grande. Il a fallu de ce fait attendre 1975, et le développement de systèmes d'asservissement performants, pour voir la première réalisation expérimentale d'un interféromètre formé par deux télescopes indépendants et séparés de plus d'une dizaine de mètres [Labeyrie, 1975].

De nos jours, sur un instrument tel que le VLTI, les longueurs de bases sont de plusieurs centaines de mètres et il est possible de coupler un nombre de télescopes plus important [Petrov et al., 2007, Mourard et al., 2011]. D'une part, cela permet d'observer simultanément plusieurs systèmes de franges et donc d'obtenir, à partir d'un unique enregistrement, une information pour chacune des fréquences spatiales échantillonnées. D'autre part, si le réseau est formé d'au moins trois ouvertures, il est possible d'utiliser la technique dites de clôture de phase qui donne accès à une information sur les termes de phases associés à ces fréquences spatiales. La combinaison de ces deux données, appelée visibilité complexe, ne donne pas directement une image de l'objet observé. Elle est obtenue à posteriori, grâce à des techniques de reconstruction d'image [Lawson et al., 2004, Filho et al., 2008]. Cette technique donne de très bons résultats [Monnier, 2003, Mourard et al., 2010, Di Folco et al., 2004] et restera encore pour longtemps celle permettant d'obtenir les plus hautes résolutions angulaires. Cependant, elle demande en général d'avoir une connaissance au moins approximative de la géométrie de l'objet étudié.

1.1.4 Interféromètre de Fizeau

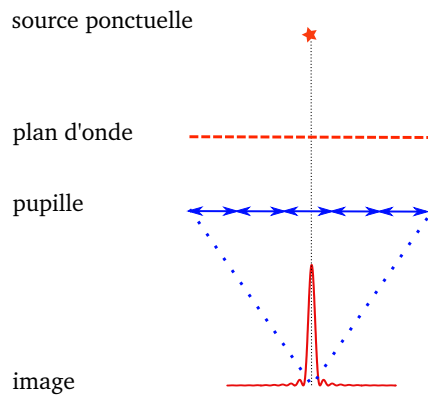


FIGURE 1.2 – PSF dans le cas d'un interféromètre de Fizeau présentant une pupille dense : si la condition de cophasage est respectée, elle est identique à celle observée avec un miroir monolithique de même diamètre.

La possibilité d'imagerie directe en interféromètre apparaît avec l'architecture dite

de Fizeau. La pupille de l'instrument est composée de plusieurs ouvertures, tangentes les unes aux autres (cf fig. 1.2). La pupille est dite dense et la fonction de transfert de l'instrument décrivant les fréquences spatiales échantillonnées est continue. Par l'ajout d'une condition de stigmatisme, aussi appelée condition de cophasage, l'interféromètre devient imageur. Cette condition implique une stricte égalité des trajets optiques entre les différentes ouvertures et le foyer image de l'instrument. Le décalage angulaire α d'une source ponctuelle par rapport à l'axe optique de l'instrument se traduit alors dans le plan image, par une translation de la PSF d'une valeur proportionnelle à α . On parle alors d'invariance par translation de la PSF. De manière générale, l'image observée est obtenue par la convolution de la PSF et de la distribution angulaire d'éclairement O de l'objet :

$$I = PSF * O \quad (1.4)$$

L'architecture Fizeau a notamment été mise en place sur les télescopes Keck [Mast and Nelson, 1985] avec la technologie des miroirs segmentés et devrait permettre de construire des miroirs d'environ une trentaine de mètres dans la décennie à venir [Comley et al., 2011, Johns, 2006]. Il existe également des projets visant à placer plusieurs télescopes individuels en configuration dense en orbite autour de la Terre [Mugnier et al., 2004] mais aussi d'autres planètes du système solaire [Stubbs et al., 2004] afin de réaliser de l'imagerie haute résolution.

Ce type d'instrument est extrêmement intéressant mais ne permet pas d'obtenir une très haute résolution, la pupille devant rester dense. En effet, dans le cas d'une pupille diluée, c'est-à-dire pour laquelle la taille d'une ouverture élémentaire est faible devant la distance entre deux ouvertures voisines, la fonction de transfert de l'instrument devient discrète. La plus petite fréquence spatiale non nulle de l'image sera égale à $\frac{B_{min}}{\lambda}$, avec B_{min} la plus petite base du réseau. Cela implique que la zone du plan image propice à l'imagerie, appelée champ propre (CLF : Clean Field of view) [Lardière et al., 2007],

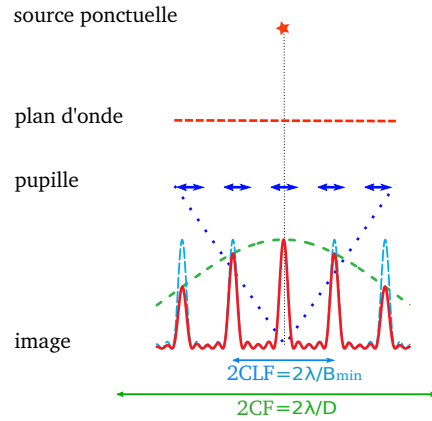


FIGURE 1.3 – PSF observée dans le cas d'un interféromètre de Fizeau présentant une pupille diluée : dans cet exemple, la pupille d'entrée présente une configuration redondante et la lumière collectée est monochromatique. Le signal observé (en rouge) est égal à la multiplication du signal interférométrique théorique (en bleu ciel) obtenu dans le cas d'ouvertures ponctuelles et de l'enveloppe de diffraction (en vert) associée à une ouverture de diamètre D . La zone de champ propre (CLF), propice à l'imagerie directe, est limitée par B_{min} . L'enveloppe de diffraction indique la zone dite de champ couplé (CF) accessible aux photons. Sa taille est inversement proportionnelle au diamètre D des ouvertures de la pupille d'entrée.

est limitée à environ $\frac{\lambda}{B_{min}}$ radians. A l'extérieur de cette zone, on observe, comme dans le cas d'un réseau de diffraction, des répliques de l'image centrale (cf fig.1.3), ayant un comportement d'autant plus chromatique que l'on s'éloigne du CLF. Le flux arrivant hors du CLF est donc perdu pour l'imagerie directe. Or, du fait du phénomène de diffraction, les photons incidents vont se répartir dans le plan image sur une zone appelée champ couplé (CF : coupled Field) plus grande que le CLF et ce d'autant plus que la pupille est diluée. On a en effet :

$$CF = \frac{\lambda}{D} \quad (1.5)$$

avec D la taille des ouvertures élémentaires.

Si nous voulons un instrument à très haute résolution (par exemple avec des bases d'au moins 100 m) avec des tailles d'ouvertures élémentaires réalistes (donc au moins inférieures à 10 m), la pupille d'entrée sera forcément fortement diluée et l'instrument aura alors un rapport signal à bruit très faible, ce qui est prohibitif dans un contexte astronomique.

1.1.5 L'hypertélescope

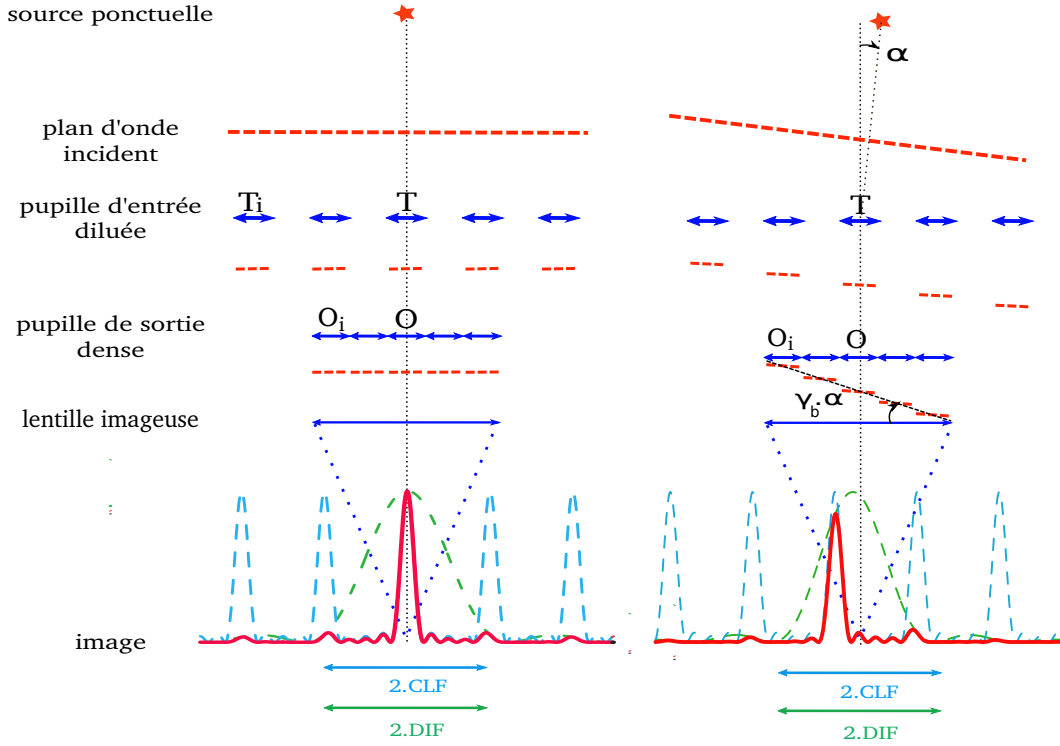


FIGURE 1.4 – PSF observée dans le cas d'un hypertélescope : **à gauche** : cas d'une étoile sur l'axe optique. **à droite** : cas d'une étoile décalée d'un angle α par rapport à l'axe optique. Dans cet exemple, la configuration de la pupille d'entrée est redondante. La PSF est similaire au cas Fizeau à la différence près que ces paramètres sont cette fois-ci liés à la pupille de sortie. Cette dernière a une configuration la plus dense possible et homothétique à celle de la pupille d'entrée.

En 1996, Antoine Labeyrie [Labeyrie, 1996] a proposé une architecture d'interféromètre appelé hypertélescope qui permet d'éviter la perte de photons dans une zone non propice à l'imagerie directe. Pour obtenir cet instrument, il faut ajouter à l'interféromètre de Fizeau une pupille de sortie dense.

Le centre de la pupille d'entrée est noté T et celui de la pupille de sortie O . Leurs ouvertures de diamètre D et d sont notées respectivement T_i et O_i . Cette condition d'homothétie conduit à :

$$\gamma_b = \frac{\overline{OO_i}}{\overline{TT_i}} \quad (1.6)$$

où γ_b est le rapport d'homothétie.

Le diamètre d des ouvertures de la pupille de sortie est maximisé de manière à obtenir une pupille la plus dense possible. On définit le paramètre :

$$\gamma_d = \frac{d}{D} \quad (1.7)$$

Si les longueurs de chemin optique entre O_i et T_i sont identiques sur l'ensemble des bras de l'interféromètre, c'est à dire si l'instrument est bien cophasé, les portions d'onde collectées au niveau de la pupille d'entrée vont former une onde "en marche d'escalier" d'autant plus proche du plan d'onde que le nombre d'ouvertures est grand. Pour un plan d'onde présentant une inclinaison α au niveau de la pupille d'entrée, l'onde au niveau de la pupille de sortie sera inclinée d'un angle α/γ_b . Cette onde arrive finalement sur une lentille pour former l'image.

Dans le cas d'un hypertélescope, la taille de l'enveloppe de diffraction observée dans le plan image ne sera plus donnée par le champ couplé CF, mais par le champ d'imagerie directe (DIF : Direct Imaging Field of view, [Lardière et al., 2007]) qui va dépendre des relations entre la pupille d'entrée et la pupille de sortie de l'instrument. On a en effet :

$$DIF \sim \frac{\lambda}{\gamma \cdot D} \quad (1.8)$$

avec D le diamètres des ouvertures de la pupille d'entrée et γ , le coefficient de densification de la pupille défini par :

$$\gamma = \frac{\gamma_d}{\gamma_b} \quad (1.9)$$

Dans le cas où la densification de pupille est maximale, c'est-à-dire où les ouvertures de la pupille de sortie sont jointives, on a $\gamma_{max} = B_{min}/D$ et donc $CLF \sim DIF$ [Patru, 2007]. En conséquence, quasiment l'ensemble du flux collecté par l'interféromètre va être utilisé pour former l'image et son rapport signal à bruit va être amélioré d'un facteur γ^2 .

L'hypertélescope permet donc d'obtenir des images directes présentant une résolution de

$\frac{\lambda}{B_{max}}$ radians à partir d'un réseau dilué de télescopes à condition d'observer un objet dont la taille angulaire est inférieure à $\frac{\lambda}{B_{min}}$. L'expression [Lardière et al., 2007] de cette image I est donnée par :

$$I(\alpha) = PSF \otimes O \sim A_d \cdot I_0 \otimes O \quad (1.10)$$

avec I_0 la fonction d'interférence théorique obtenue dans le cas d'ouvertures ponctuelles et A_d l'enveloppe de diffraction d'une ouverture élémentaire de diamètre d . \otimes désigne ici un produit de convolution.

Une première validation expérimentale [Patru et al., 2008, Tarmoul et al., 2010] de ce type d'instrument a été obtenue grâce au banc de test Sirius, développé à l'observatoire de la Côte d'Azur. A plus longue échéance, une mise en place in situ avec les projets Carlina [Labeyrie et al., 2008] et Luciola [Labeyrie et al., 2009] est envisagée.

1.1.6 L'hypertélescope temporel

En 2007 [Reynaud and Delage, 2007], F. Reynaud et L. Delage ont proposé une architecture alternative d'hypertélescope appelée hypertélescope temporel (THT). Pour comprendre son fonctionnement revenons un instant sur l'architecture classique proposée par A. Labeyrie.

Pour simplifier dans un premier temps, nous négligerons les effets de diffraction. La figure 1.5 montre les PSF observées dans le cas où la source ponctuelle se trouve sur l'axe optique (  gauche) de l'instrument et dans le cas où elle est décalée d'un angle α (au centre). On voit que ce décalage angulaire résulte au niveau du plan image en un glissement de la PSF proportionnel à α . Du point de vue des champs optiques, l'inclinaison du plan d'onde incident se traduit simplement par une modification des longueurs de chemin optique d'un facteur égal à :

$$\delta_i(\alpha) = \overline{TT_i} \cdot \sin(\alpha) \sim \overline{TT_i} \cdot \alpha \quad (1.11)$$

De ce fait, si l'on observe une étoile située sur l'axe optique et que l'on modifie les longueurs de chemin optique de chacun des bras de l'interféromètre d'une valeur égale à $\delta_i(\alpha)$, la PSF obtenue sera décalée d'une valeur prédictible sur le plan image (cf fig.1.5 droite).

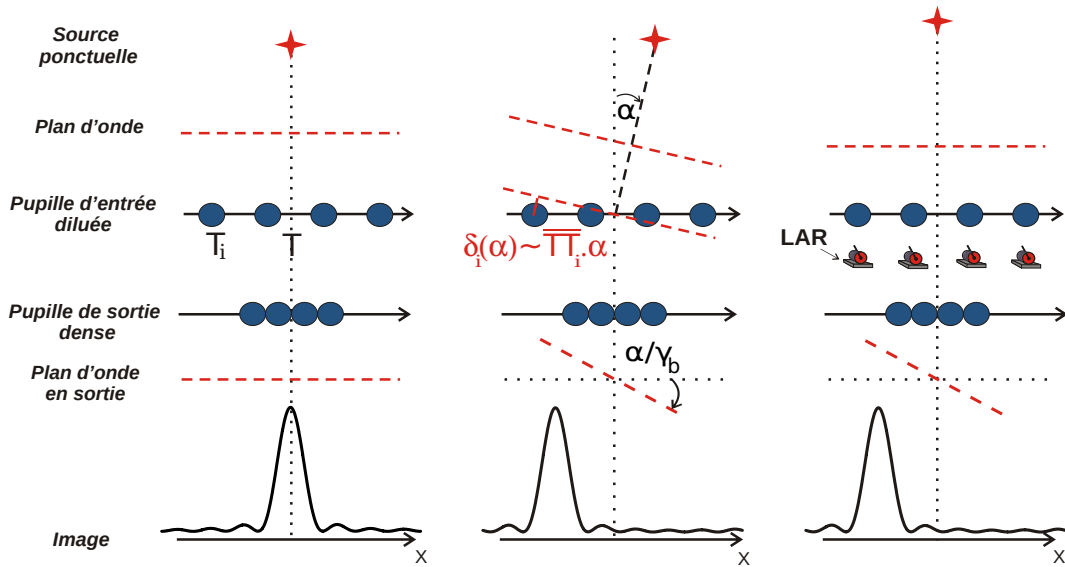


FIGURE 1.5 – Translation de la PSF dans le plan image : **à gauche**, l'étoile est située sur l'axe optique. Le trajet optique est identique sur toutes les voies de l'interféromètre ; **au centre**, l'étoile est décalée d'un angle α . Ceci implique une modification des longueurs de chemin optique $\delta_i(\alpha)$ qui se traduit par une translation de la PSF dans le plan image proportionnelle à α ; **à droite**, l'étoile est sur l'axe optique, mais cette fois ci, on applique volontairement grâce à des lignes à retard (LAR), une modification des longueurs de chemin optique égale à $\delta_i(\alpha)$. L'image obtenue est alors identique au cas précédent.

Maintenant plaçons sur le plan image, un détecteur monopixel et appliquons au cours du temps, des variations de chemins optiques $\delta_i(\alpha(t))$ de manière à faire varier linéairement $\alpha(t)$ entre $-\alpha_{max}$ et $+\alpha_{max}$ en un temps égal à t_0 . On prendra :

$$\alpha_{max} = \frac{\lambda}{2.B_{min}} = \pi \quad (1.12)$$

de manière à balayer temporellement la zone délimitée par le CLF de l'instrument. La loi

de variation temporelle des longueurs de chemin optique est alors décrite par :

$$\delta_i(t) = \delta_i(\alpha(t)) = \frac{\lambda}{t_0} \cdot \frac{\overline{TT_i}}{B_{min}} \cdot \left(t - \frac{t_0}{2}\right) \quad (1.13)$$

avec t_0 le temps d'acquisition d'une image courte pose.

La figure 1.6 montre que, dans ce cas, le signal acquis temporellement est identique à celui observé dans le cas spatial de l'architecture classique de l'hypertélescope.

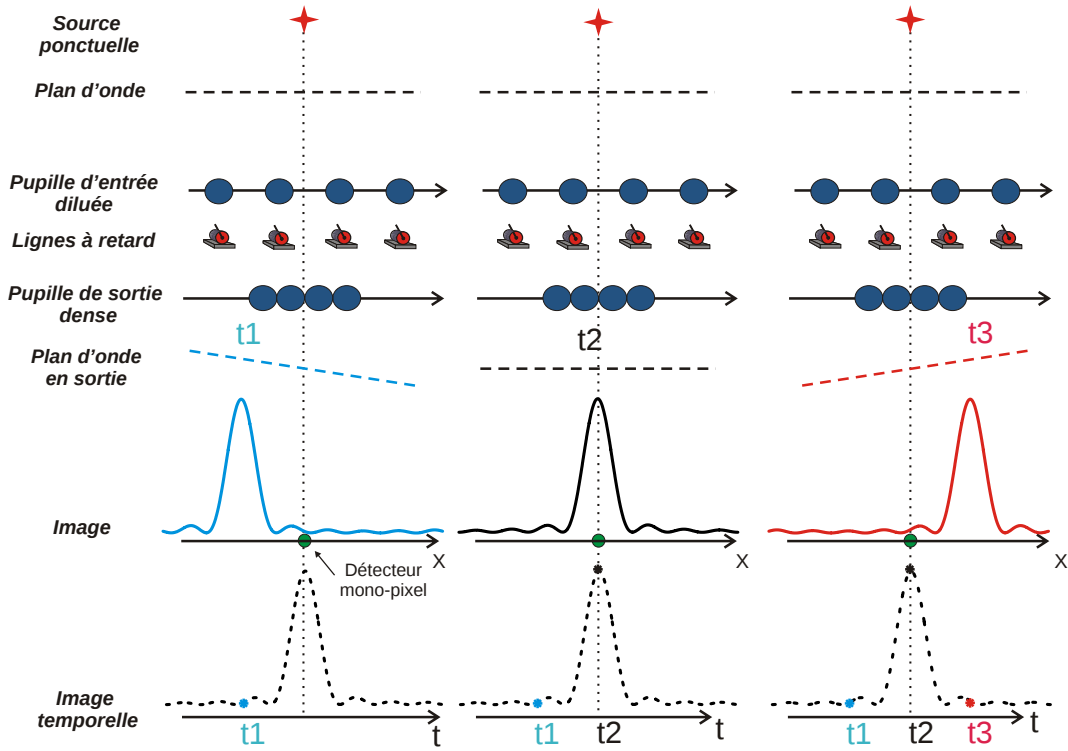


FIGURE 1.6 – Acquisition temporelle de l'image : en jouant sur les longueurs de chemin optique, il est possible de faire glisser le signal linéairement au court du temps sur le plan image. Un détecteur mono-pixel placé dans sur ce plan fera l'acquisition d'un signal temporel identique à l'image observée spatialement, à l'effet de diffraction près.

Prenons maintenant en compte l'effet de diffraction. La fonction d'interférence doit

être multipliée par une enveloppe de diffraction (une fonction d'Airy pour une ouverture circulaire) afin d'obtenir la PSF de l'instrument. Lorsque l'on observe une étoile hors de l'axe avec l'architecture d'hypertélescope proposée dans [Labeyrie, 1996], la fonction d'interférence se décale de x sur le plan image alors que l'enveloppe de diffraction se déplace de $\frac{x}{\gamma_b}$. L'application d'un filtrage spatial monomode (par exemple à l'aide de fibres optiques) entre les pupilles d'entrée et de sortie, permet d'éliminer totalement ce déplacement de l'enveloppe de diffraction [Lardière et al., 2007]. De ce fait, la valeur de cette dernière mesurée au niveau du détecteur monopixel est la même quelque soit la position de l'objet dans le champ de l'instrument. Il en résulte que, l'acquisition temporelle de l'image permet d'obtenir une propriété de stricte invariance par translation de la PSF qui n'existe pas dans le cas classique. On notera tout de même que la configuration dites IRAN [Vakili et al., 2004] permet d'obtenir un résultat similaire en travaillant dans le plan pupille plutôt qu'image.

Finalement, avec la version temporelle de l'hypertélescope, il est possible de remplacer le dispositif de couplage multi-axial composé de la pupille de sortie et de la lentille imageuse par un système de couplage co-axial. Il peut par exemple, être réalisé grâce à un jeu de coupleurs optiques deux voies vers une en cascade. L'image est acquise, connaissant la configuration de la pupille d'entrée, en appliquant temporellement les variations de longueur de chemin optique $\delta_i(t)$.

L'avantage premier de ce dispositif réside dans la possibilité de s'adapter pour obtenir une image, quelle que soit la configuration de la pupille d'entrée, par un simple ajustement des commandes $\delta_i(t)$. Dans le cas de l'hypertélescope classique, la pupille de sortie doit être reconfigurée par un déplacement mécanique de ses ouvertures et un réajustement de leur diamètre afin d'obtenir une densification maximale. Cette procédure devient rapidement complexe lorsque le nombre de télescopes formant le réseau devient important.

Il est à noter que les figures présentées dans ce paragraphe traitent le cas d'images unidimensionnelles. Pour obtenir une image bidimensionnelle avec l'hypertélescope temporel,

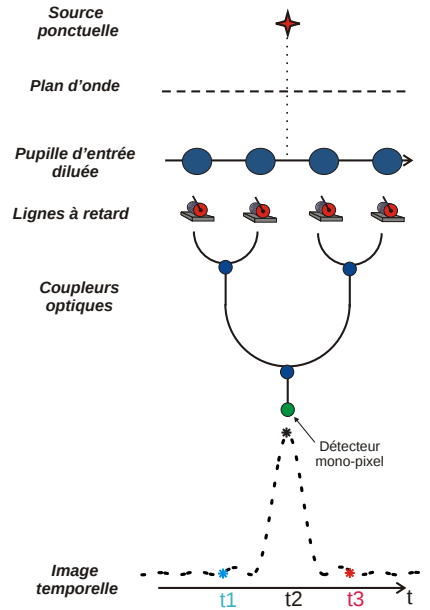


FIGURE 1.7 – Couplage co-axial : l’acquisition temporelle de l’image permet de remplacer le coupleur multi-axial par un coupleur co-axial. La recombinaison est ici réalisée par paire. Les lignes à retard permettent de moduler les longueurs de chemin optique afin d’obtenir l’image temporelle.

il faut procéder à un balayage de l’image ligne par ligne comme cela est réalisé par les téléviseurs à tube cathodique.

Un banc de test d’hypertélescope temporel baptisé THT (temporal HyperTelescope) a été réalisé au laboratoire XLIM de Limoges durant la thèse de Serge Olivier [Olivier, 2007]. Ce banc s’appuie sur vingt ans de savoir-faire du laboratoire dans le domaine de l’utilisation de composants d’optique guidée en astronomie. Mon travail de thèse a consisté à optimiser ce dispositif et à mettre en place un système de co-phasage permettant de valider expérimentalement ses capacités d’imagerie.

1.2 Description du banc THT

Le banc de test THT peut être décomposé en trois parties principales (cf fig.1.8)

- une étoile binaire artificielle,
- une pupille d’entrée formée par un réseau de huit télescopes,

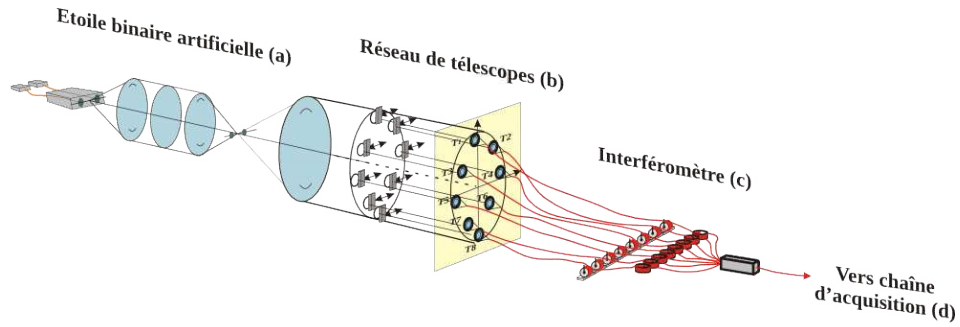


FIGURE 1.8 – Schéma du banc THT.

– et un interféromètre fibré huit voies vers une à mélange co-axial.

Nous allons ici décrire dans le détail chacune d'elles.

1.2.1 L'étoile binaire artificielle

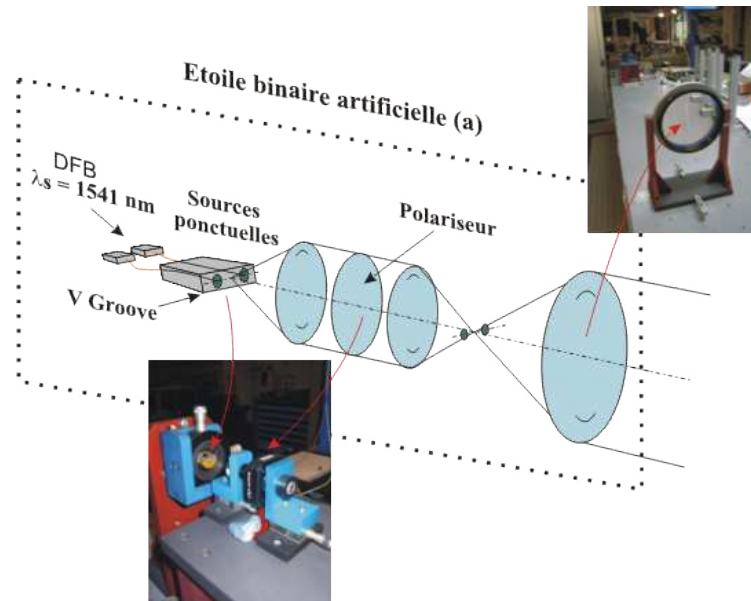


FIGURE 1.9 – L'étoile binaire artificielle

Afin de tester notre instrument dans des conditions où l'on maîtrise un maximum de paramètres expérimentaux, il n'est bien sûr pas envisageable de travailler directement "sur le ciel" avec des objets astrophysiques réels. Nous avons donc développé un système permettant de simuler des champs optiques similaires à ceux émis par un objet réel (cf fig.1.9). Ce dispositif avait notamment déjà été mis en place pour une expérience réalisée

précédemment dans notre laboratoire [Longueteau et al., 2002].

Nous souhaitons tester les performances de notre instrument sur un objet de type couple étoile-exoplanète, c'est à dire un objet de faible complexité géométrique mais présentant de forts contrastes d'intensité.

Les deux composantes du système correspondent aux extrémités de deux fibres collées côte à côte sur un V groove avec un espacement de $125\ \mu m$. Elles sont alimentées par deux DFB indépendantes. Ces sources sont fortement monochromatiques, ce qui permet d'éluder, dans un premier temps, les défauts expérimentaux liés au chromatisme (notamment les problème de dispersion chromatique différentielle pour un interféromètre utilisant des fibres optiques). Elles présentent une même longueur d'onde d'émission de $1541\ nm$, ce qui nous permet de bénéficier des performances des composants issus des technologies télécoms.

Comme on peut le voir sur la figure 1.10, le V groove est positionné sur le foyer objet d'une première lentille $L1$ de focale $50\ mm$. Le faisceau collimaté traverse ensuite un polariseur afin de limiter les problèmes dus à la biréfringence dans les fibres optiques (voir chapitre suivant). Le champ est alors polarisé rectilignement avec un taux d'extinction théorique de l'ordre de $1 : 50000$. Le faisceau est ensuite à nouveau par une seconde lentille $L2$ de focale $19\ mm$. La taille de l'image obtenue est donc de $47,5\ \mu m$.

Cette image est positionnée sur le foyer objet d'un doublet achromatique $L3$ de diamètre $200\ mm$ et de focale $2\ m$. A la sortie du doublet, on observe donc deux plans d'onde similaires à ceux attendus si l'on observait un système binaire situé à l'infini et présentant une séparation angulaire de $23,75\ \mu rad$. Ces plans d'onde arrivent finalement sur le réseau de télescopes formant la pupille d'entrée de l'hypertélescope.

1.2.2 La pupille d'entrée : configuration du réseau de télescopes

L'architecture de la pupille d'entrée de l'instrument définit la forme de la PSF et donc les propriétés d'imagerie de l'instrument. Les paramètres sur lesquels on peut jouer pour

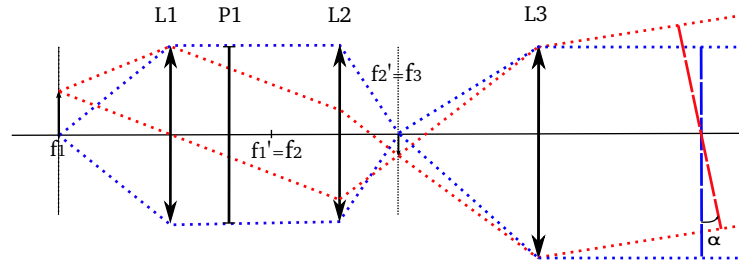


FIGURE 1.10 – Schéma optique de l'étoile artificielle. Le couple de lentilles L1 et L2 est un système afocal. Il permet d'une part de réduire la taille initiale de l'objet de $125 \mu m$ à $47,5 \mu m$ et d'autre part, le faisceau étant collimaté entre les deux lentilles, de polariser rectilignement la lumière avec le polariseur P1. L'image obtenue se forme sur le foyer objet de la lentille L3, ce qui permet d'obtenir en sortie, deux plans d'onde inclinés d'un angle $\alpha = 23,75 \mu rad$ l'un par rapport à l'autre.

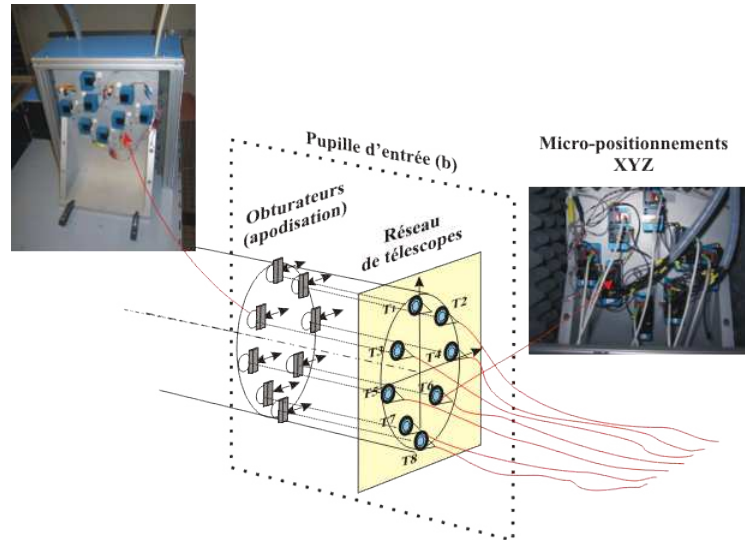


FIGURE 1.11 – La pupille d'entrée

ajuster ces propriétés sont, d'une part, la position des ouvertures sur la pupille et, d'autre part, le niveau du flux lumineux collecté par chacune d'elle. La position des ouvertures détermine les fréquences spatiales échantillonnées par l'instrument alors que l'aspect photométrique permet d'ajuster le poids de chacune de ces fréquences spatiales sur l'image. Dans notre cas, on souhaite imager un système binaire fortement déséquilibré, c'est-à-dire une étoile brillante accompagnée d'un compagnon le moins lumineux possible. Cet objet présentant une géométrie mono-dimensionnelle, il peut être correctement imagé grâce à un réseau linéaire de télescopes. Ce réseau doit cependant être orienté dans la même direction

que l'objet. Le positionnement des télescopes ainsi que les flux lumineux qu'ils collectent ont ensuite été optimisés afin de maximiser les capacités de l'instrument à détecter un compagnon faible orbitant autour d'une étoile brillante. Cette étude [Armand et al., 2009] a été réalisée en collaboration avec le département de mathématiques de notre laboratoire. Elle conclut que le réseau de télescopes doit d'une part, présenter une configuration la plus redondante possible, c'est-à-dire pour laquelle la distance B_{min} séparant deux télescopes voisins est toujours la même et, d'autre part que le flux lumineux associé à chaque ouverture doit être ajusté selon un fenêtrage de type Dolph-Chebyshev. Le fait de jouer sur l'amplitude des flux lumineux pour améliorer le contraste de l'image est appelé apodisation du signal. Voyons l'intérêt de ce procédé.

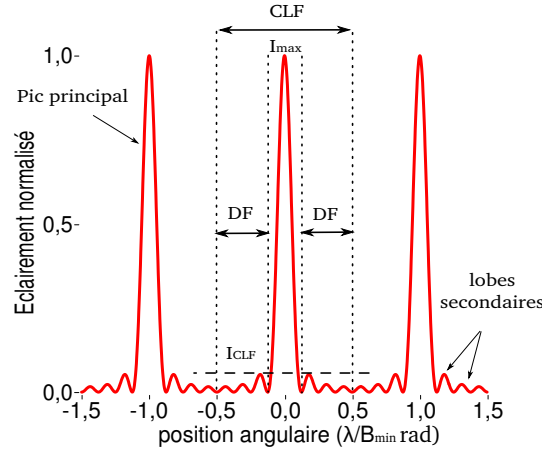


FIGURE 1.12 – Structure de la PSF : on définit la dynamique de la PSF comme le rapport entre le maximum d'éclairement I_{max} du pic central et celui du champ sombre I_{DF} .

Dans un premier temps, nous allons définir un certain nombre de termes. La figure 1.12 montre la PSF théorique, dans le cas monochromatique, d'un réseau linéaire redondant de huit télescopes, chacun collectant le même flux lumineux. Cette configuration sera dite *non apodisée*.

La PSF est constituée d'un motif d'interférences élémentaire reproduit à l'infini. Ce motif définit le champ propre de l'instrument (CLF, [Lardière et al., 2007]). Il se compose d'un pic principal entouré de lobes secondaires. Le balayage temporel de l'image sera ajusté

sur le banc THT de manière à ne faire l'acquisition que d'un unique motif puisque celui-ci contient l'ensemble des informations de l'image. Nous nommerons champ sombre (DF : Dark Field of view) la zone du CLF recouverte par les lobes secondaires. Dans le cas de l'imagerie de systèmes binaires, c'est dans cette zone que l'on pourra détecter un éventuel compagnon faiblement lumineux orbitant autour d'une étoile brillante. On définit la gamme dynamique D , ou simplement dynamique de l'image, comme le rapport entre l'éclairement maximal mesuré sur la PSF et l'éclairement maximal mesuré sur le DF.

$$D = \frac{I_{max}}{I_{DF}} \quad (1.14)$$

Ce paramètre indique la capacité de l'instrument à discerner un objet faible à côté d'un objet brillant, c'est à dire à former une image contrastée. Si le rapport d'éclairement entre les deux composantes d'un système binaire est plus grand que la dynamique de la PSF alors, le compagnon faible sera difficilement détectable sur l'image.

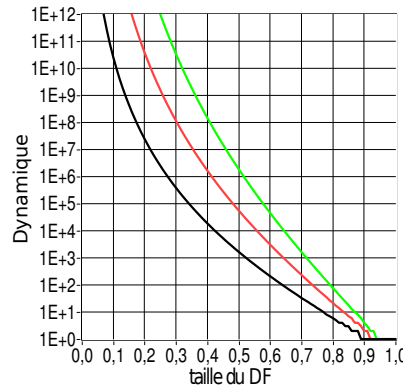


FIGURE 1.13 – Effet de l'apodisation sur la dynamique de la PSF : la courbe noire correspond au cas d'un réseau linéaire redondant de 6 télescopes, la rouge, 8 et la verte 10. La dynamique est donnée en fonction de la taille du champ sombre DF. Cette taille est normalisée par rapport à la taille du CLF. Par exemple lorsqu'elle vaut 0,5 cela signifie que le DF couvre la moitié de la surface de l'image.

Le fenêtrage de Dolph-Chebyshev permet d'uniformiser l'amplitude des lobes secondaires et de maximiser la dynamique de l'image en contre partie d'un élargissement du

pic central, c'est à dire d'une perte de résolution angulaire de l'instrument. La figure 1.13 montre l'évolution de la dynamique de la PSF pour un réseau linéaire redondant de 8, 10 et 12 télescopes en fonction de la taille du DF. Grâce à cette technique d'apodisation, il est possible d'augmenter drastiquement la capacité de l'instrument à détecter un compagnon faiblement lumineux.

Dans le cas de notre banc de test, la pupille d'entrée est constituée de huit télescopes. Ce nombre est suffisant pour obtenir quelques détails sur l'image, et reste réaliste dans la perspective de la réalisation d'un instrument "taille réelle". En pratique, il n'a pas été possible de construire un réseau linéaire pour un problème d'encombrement. Cependant, la configuration retenue est telle que la projection des positions des télescopes selon l'orientation de l'objet est strictement identique à un réseau linéaire redondant (cf fig.1.14). Dans la suite de ce manuscrit, nous considérerons donc que la configuration du réseau de télescopes est effectivement linéaire.

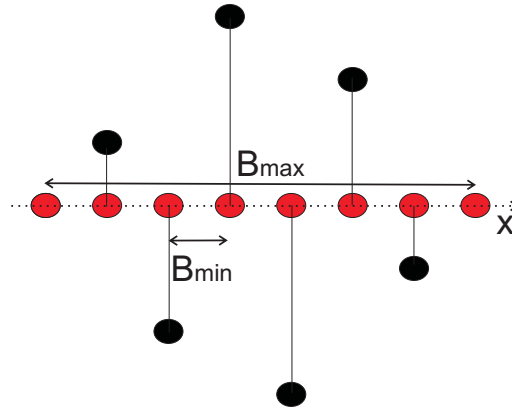


FIGURE 1.14 – Positionnement des télescopes sur la pupille d'entrée : les disques noirs indiquent la position des ouvertures du banc THT sur la pupille d'entrée. Ce réseau est équivalent à un réseau linéaire redondant orienté selon l'axe x , symbolisé par les disques rouges. Cet axe est aussi celui selon lequel est orienté le système binaire observé. Le CLF de l'instrument est lié à la distance B_{min} et sa résolution théorique à B_{max} .

Les « télescopes » sont des lentilles de diamètre 5 mm positionnées de manière à ce que les projections de leurs positions respectives, selon la direction d'orientation de l'objet soient espacées de 25 mm les unes des autres. Le champ d'imagerie directe et la résolution

	T1-T8	T2-T7	T3-T6	T4-T5
a_k	0.104	0.364	0.728	1.000

TABLE 1.1 – Coefficients d'apodisation en champ a_k appliqués sur le banc THT

du réseau ainsi formé valent respectivement :

$$CLF = \frac{\lambda}{B_{min}} = \frac{1540.10^{-9}}{25.10^{-3}} \sim 62 \mu rad \quad (1.15)$$

$$R = \frac{\lambda}{B_{max}} = \frac{1540.10^{-9}}{7 \times 25.10^{-3}} \sim 9 \mu rad \quad (1.16)$$

Chaque télescope est associé à un obturateur réglable permettant d'ajuster précisément le flux lumineux pénétrant dans l'ouverture afin d'apodiser le signal. Nous avons choisi pour notre banc de test, d'avoir un champ sombre DF qui recouvre la moitié du CLF (1/4 de chaque coté du pic central). Nous avons donc :

$$DF = [-31, 0; -15, 5] \cup [15, 5; 31, 0] \mu rad \quad (1.17)$$

Les coefficients d'apodisation en champ a_k optimaux associés sont reportés dans le tableau 1.1.

Cette configuration sera appelée par la suite cas "apodisé". La dynamique théorique de la PSF résultante vaut $D = 5,6.10^4$.

La figure 1.15 compare les PSF observées dans le cas apodisé et non apodisé. On voit clairement qu'en contrepartie d'un élargissement du pic central, il est possible d'homogénéiser et d'atténuer très fortement les lobes secondaires de la PSF. L'instrument peut alors être utilisé pour l'imagerie à très haut contraste.

Finalement, la lumière collectée par chaque télescope est injectée dans des fibres optiques monomodes à maintien de polarisation. L'injection est optimisée grâce à un jeu de trois (x,y,z) micro-translations piezoélectriques.

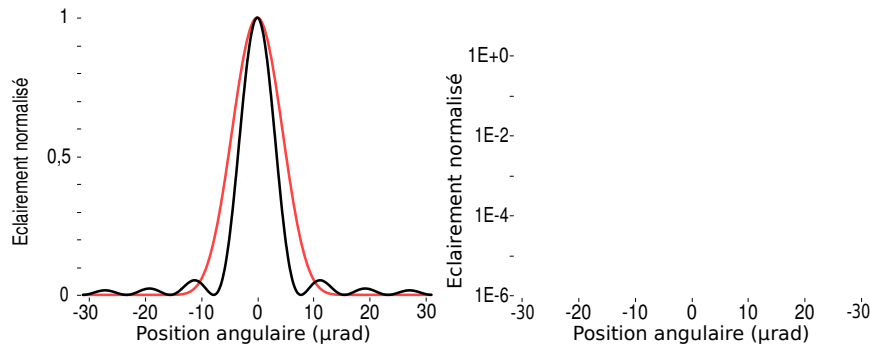


FIGURE 1.15 – Comparaison PSF avec et sans apodisation : l'image de gauche est en échelle linéaire, l'image de droite en échelle logarithmique. Les courbes noires correspondent à la PSF théorique dans le cas non apodisé, les rouges, dans le cas apodisé.

1.2.3 L'interféromètre huit voies utilisant des composants d'optique guidée.

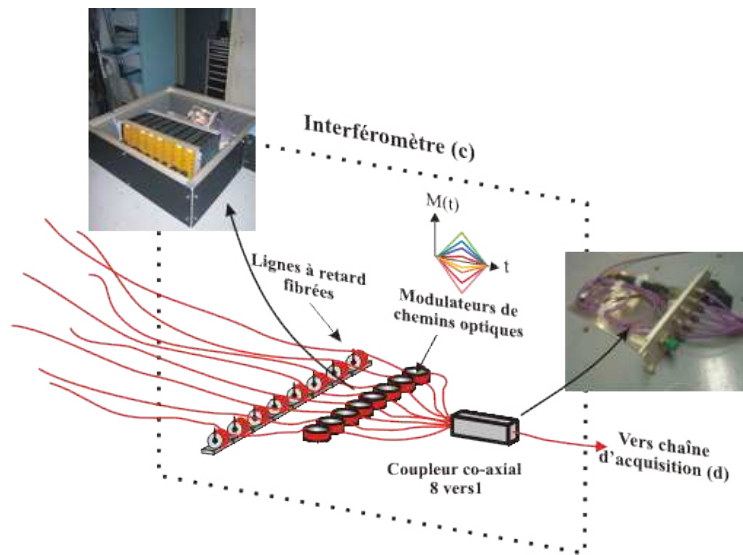


FIGURE 1.16 – L'interféromètre fibré huit voies vers une

L'interféromètre présente huit bras fibrés permettant un transport cohérent des champ optiques. Chacun d'eux est constitué d'une ligne à retard (LAR) fibrée ainsi que d'un modulateur de chemin optique piezoélectrique développé par la société Leukos suite à un transfert de technologie avec notre laboratoire. Les LAR permettent un premier ajustement des longueurs de chemins optiques par un étirement mécanique des fibres afin de se placer dans la longueur de cohérence de la source optique. Les modulateurs piézo-

électriques permettent un contrôle plus fin de la phase à une fraction de radian près [Simohamed and Reynaud, 1997]. La tension imposée aux bornes de ce système commande la dilatation d'un cylindre autour duquel est enroulée une fibre optique guidant le champ. Ce dispositif va étirer la fibre et donc moduler la longueur du chemin parcouru par le champ. La tension de commande se découpe en deux composantes : une rampe, c'est-à-dire une tension linéairement croissante au cours du temps (on verra dans le chapitre suivant que ce n'est pas exactement le cas), qui permet la modulation temporelle de longueur de chemin optique $\delta_i(t)$, nécessaire dans la version temporelle de l'hypertélescope, et une tension dite de *correction*, constante au cours d'une acquisition d'image, qui permet de cophaser l'instrument, c'est-à-dire d'égaliser les différences de chemins optiques existant entre les huit voies de l'interféromètre. Sur notre banc de test, une acquisition d'image est réalisée en $t_0 = 40 \text{ ms}$ et l'on acquiert 10 images par seconde. On rappelle que la modulation temporelle de longueur de chemin optique appliquée doit être de la forme :

$$\delta_i(t) = \frac{\lambda}{t_0} \cdot \frac{\overline{TT_i}}{B_{min}} \cdot \left(t - \frac{t_0}{2} \right) \quad (1.18)$$

Les champs optiques collectés interfèrent ensuite dans un coupleur huit voies vers une. Ce coupleur co-axial, issu de la technologie de l'optique intégrée, est formé d'une succession de jonctions en X montées en cascade. Le signal interférométrique obtenu est ensuite transmis à la chaîne de détection.

Chapitre 2

Caractérisation des défauts instrumentaux et optimisation du banc THT

L'imagerie haut contraste requiert la maîtrise de la forme de la PSF, une déformation de cette dernière pouvant être interprétée à tort, comme la détection d'un objet faiblement lumineux orbitant autour de l'étoile. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, la conformité de cette forme à sa valeur théorique est essentiellement liée au niveau de cophasage qu'il est possible de maintenir sur l'instrument. Cependant, un certain nombre de paramètres instrumentaux peuvent également jouer un rôle significatif sur ce point. Avant de s'intéresser au problème du cophasage, il était donc indispensable d'évaluer et si possible de minimiser, l'impact des limitations instrumentales sur notre banc de test. Ceci afin de travailler dans des conditions proches de la théorie. Les points auxquels je me suis intéressé particulièrement au cours de ma thèse sont les suivants :

- Le dispositif doit permettre de faire de l'imagerie très haut contraste. Cela implique sur notre banc de test, d'une part, d'avoir une chaîne de détection très performante

d'un point de vue rapport signal à bruit et, d'autre part, de bien maîtriser les techniques d'apodisation permettant d'obtenir des images présentant un fort contraste avec un système de complexité raisonnable.

- Le banc de test que nous avons développé vise dans un premier temps à démontrer la validité de la variante temporelle des hypertelescopes. Il est donc nécessaire de pouvoir reproduire temporellement les variations linéaires de phases observées spatialement dans le cas d'un hypertélescope classique. Ceci implique d'avoir un contrôle sur les longueurs de chemin optique le plus précis possible.
- Le banc THT est un dispositif entièrement fibré. L'utilisation de fibres optiques bien qu'apportant de très grands avantages tels que le filtrage spatial et le transport cohérent du flux lumineux, implique également des défauts différentiels de dispersion chromatique et de dispersion de polarisation que l'on doit chercher à minimiser.

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser au travail réalisé afin de satisfaire à ces différents critères et déterminer les limites qui en résultent en terme d'optimisation de dynamique de la PSF.

2.1 Détection et acquisition du signal

Le rôle de la chaîne d'acquisition est de permettre d'observer le signal interférométrique. Sur notre banc de test, nous souhaitons faire de l'imagerie haut contraste. Pour cela, il est nécessaire que la chaîne d'acquisition présente un rapport signal à bruit le plus important possible et donc de minimiser ce bruit.

Intéressons nous un instant aux caractéristiques du signal à détecter. Les sources laser DFB utilisées comme sources lumineuses ont une puissance moyenne de $P = 10 \text{ mW}$. La distance focale équivalente f_{eq} du système optique formé par les lentilles $L1$, $L2$ et $L3$ (cf

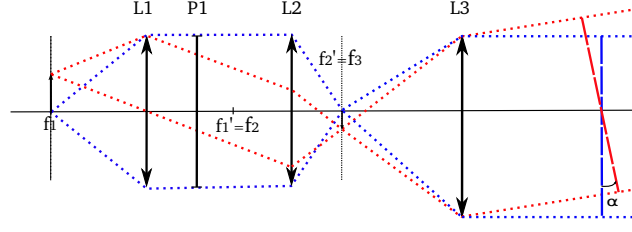


FIGURE 2.1 – Schéma optique de l'étoile artificielle

figure 2.1) vaut :

$$f_{eq} = \frac{f_{L3} \cdot f_{L1}}{f_{L3}} = \frac{2.50 \cdot 10^{-3}}{19 \cdot 10^{-3}} \sim 5,26 \text{ m} \quad (2.1)$$

L'ouverture numérique (ON) des fibres positionnées sur le V groove étant de 0,15, l'éclairement \mathcal{E} , supposé homogène, observé à la sortie de la lentille L_3 , a pour valeur :

$$\mathcal{E} = \frac{P}{\pi \cdot (ON \cdot f_{eq})^2} \sim 5 \text{ mW} \cdot \text{m}^{-2} \quad (2.2)$$

Les télescopes formant le réseau sont en réalité, sur le banc THT, des lentilles de 5 mm de diamètre. Chacune d'elle va donc collecter une puissance P_c d'environ 100 nW. Les pertes de l'interféromètre (pertes d'injection, de connectiques, de recombinaison, ...) ont été évaluées à 13 dB par Serge Olivier. En prenant en compte l'apodisation du signal, on obtient des pertes globales moyennes de 16 dB. Pour un réseau de 8 télescopes, la puissance moyenne du signal arrivant à la chaîne de détection est donc de l'ordre de 20 nW. Lorsque la PSF est proche de sa forme théorique (apodisée), la puissance crête observée devrait alors être de l'ordre de 100 nW.

La chaîne d'acquisition se compose d'un photodétecteur, d'un préamplificateur de commande et d'une carte d'acquisition. Le rôle du photodétecteur est de convertir le signal lumineux incident en signal électrique. La carte d'acquisition numérise ensuite ce signal. Le préamplificateur fait la liaison entre ces deux composants en adaptant le signal issu du détecteur aux caractéristiques de la carte d'acquisition.

Sur notre banc de test, le signal électrique est numérisé par une carte d'acquisition *NI-6289* qui présente une quantification en tension de 17 *bits* sur une gamme de 0/+10 V. Elle est donc en théorie capable de numériser correctement des images présentant une dynamique supérieure à 10^5 . La dynamique de la PSF théorique dans la configuration apodisée est de $5,6 \cdot 10^4$. Si le signal incident utilise bien toute la gamme de tension (0/+10 V) offerte par la carte d'acquisition cette dernière ne sera donc pas un facteur limitant lors de l'expérimentation.

La longueur d'onde de travail étant de l'ordre de $1,5 \mu m$, le détecteur utilisé pour convertir le signal lumineux en signal électrique est une photodiode InGaAs. Elle présente une sensibilité d'environ $1 A.W^{-1}$ et une bande passante de l'ordre de 2 *Ghz*. On rappelle que sur le banc THT, le temps d'acquisition t_0 d'une image courte pose est de 40 *ms*, que la pupille d'entrée est formée par un réseau linéaire redondant de 8 télescopes et que l'image se limite aux interférences d'ordre 0. De ce fait, l'instrument n'échantillonne que les fréquences :

$$f_i = \frac{i}{t_0} \quad (2.3)$$

avec i un nombre entier variant entre 0 et 7. La plus grande fréquence à échantillonner vaut donc 175 *Hz*. La bande passante du détecteur (~ 2 *Ghz*) est bien plus grande que nécessaire.

Le bruit généré par une photodiode présente deux aspects : le bruit Schottky ou bruit de grenaille qui est un bruit électronique, et le bruit de Johnson ou bruit thermique. Or, cette seconde composante est proportionnelle à la racine carrée de la bande passante du détecteur. De ce fait, si l'on veut optimiser le rapport signal à bruit de la chaîne d'acquisition, il faudra limiter au maximum la taille de la bande passante.

Le préamplificateur va donc avoir deux rôles. D'une part, il va nous permettre d'amplifier le signal généré par la photodiode de manière à ce qu'il utilise au mieux la gamme

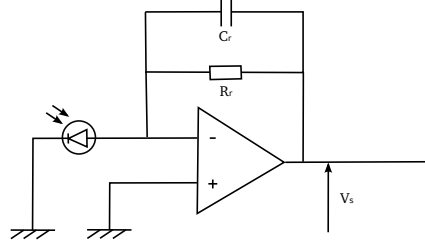


FIGURE 2.2 – Schéma d'une photodiode câblée en mode photovoltaïque

de tension de la carte d'acquisition. D'autre part, il va limiter la bande passante du signal et donc son bruit. Comme le signal à échantillonner a une fréquence faible ($< KHz$) et que l'on souhaite limiter au maximum le bruit de la photodiode, il est plus avantageux d'utiliser cette dernière en mode photovoltaïque. En effet, cela permet de limiter le bruit à sa simple composante thermique en rendant négligeable le bruit de Schottky. La figure 2.2 décrit le montage utilisé. La tension V_s en sortie de l'amplificateur vaut :

$$V_s = R_r \cdot I = R_r \cdot \phi \cdot S \quad (2.4)$$

avec R_r la résistance de rétroaction du montage en ohm, I le courant délivré par la photodiode en ampère, ϕ la puissance lumineuse incidente en watt et S sa sensibilité de la photodiode en $A.W^{-1}$. On a vu précédemment que, lors de l'acquisition d'une image, la puissance crête incidente sur la photodiode est de l'ordre de 100 nW . Afin d'utiliser convenablement les capacités de la carte d'acquisition, cette puissance doit correspondre à une tension V_s de l'ordre de 10 V . On en déduit que la résistance de rétroaction doit avoir une valeur de l'ordre de $100 \text{ M}\Omega$. La fréquence de coupure du dispositif est alors donnée par :

$$f_c \sim \frac{1}{R_r \cdot C_r} \quad (2.5)$$

Sur notre banc de test, la fréquence de coupure doit être de l'ordre du KHz . Il faut donc utiliser un condensateur de capacité $C_r \sim 5 \text{ pF}$. Au final, le bruit observé sur cette chaîne

de détection doit alors être de l'ordre de :

$$\sigma = \sqrt{4.k_B.T.\Delta f.R_c} \sim 4.10^{-5} \text{ V} \quad (2.6)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, T la température en degrés Kelvin et Δf la bande passante du dispositif.

Le préamplificateur mis en place sur le banc de test a été construit en respectant ces ordres de grandeur. Nous avons dans un premier temps vérifié expérimentalement son comportement fréquentiel. Pour cela, nous nous sommes placés dans le cas d'interférences à 2 ondes. Les franges sont obtenues temporellement en un temps t_0 constant. Nous avons progressivement augmenté l'amplitude des variations linéaires de longueur de chemin optique appliquées à l'instrument. On observe alors de plus en plus de franges d'interférence sur l'image et donc une augmentation de la fréquence temporelle du signal observé. Les pertes de contraste dues à la photométrie ou à des défauts de l'interféromètre sont supposées négligeables, ce qui implique que, pour un détecteur parfait, la valeur de contraste mesurée devrait être de l'ordre de 1. Le tableau 2.1 indique les différentes valeurs de contraste mesurées en fonction du nombre de franges sur l'image. La décroissance observée est due à l'effet de filtrage passe bas du détecteur. La figure 2.3 donne le module du diagramme de Bode obtenu à partir de ces valeurs de contraste. Cette courbe peut être ajustée correctement par celle d'un filtre passe bas d'ordre 1 de fréquence de coupure f_c tel que :

$$f_c = \frac{23,36}{t_0} = 584 \text{ Hz} \quad (2.7)$$

Cela correspond bien au résultat attendu (bande passante du détecteur de l'ordre de 1 KHz). Cependant, cette réduction de la bande passante, si elle est trop importante, peut entraîner une déformation de la PSF qui est problématique pour l'imagerie haut contraste. Comme nous pouvons le voir figure 2.4, nous avons modélisé cet effet en simulation. L'aspect de la PSF n'est que très légèrement modifié et n'entraîne pas une perte visible

nb de franges	1	5	10	15	20	25	30
contraste	0,9984	0,983	0,9378	0,876	0,808	0,738	0,673

TABLE 2.1 – Effet de filtrage passe bas du détecteur

de dynamique. Le détecteur peut donc être utilisé sans difficulté sur notre banc de test.

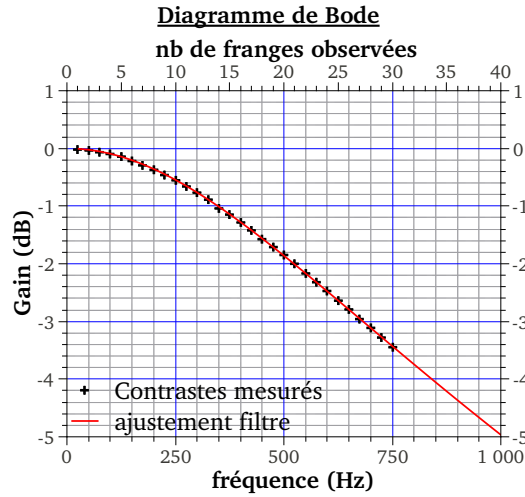


FIGURE 2.3 – Effet de filtrage du détecteur : lors de l’observation d’un signal sinusoïdal, la valeur du contraste est liée linéairement à la densité spectrale d’énergie à la fréquence du signal. L’observation de l’évolution du contraste en fonction de la fréquence du signal (et donc du nombre de franges observées pour un temps t_0 donné) permet donc d’évaluer dans quelle mesure une fréquence donnée est atténuée par le détecteur. On constate sur la figure que le comportement expérimental du détecteur (en noir) est parfaitement ajusté par un filtre d’ordre 1 et de fréquence de coupure $f_c = \frac{27,36}{t_0} = 584 \text{ Hz}$.

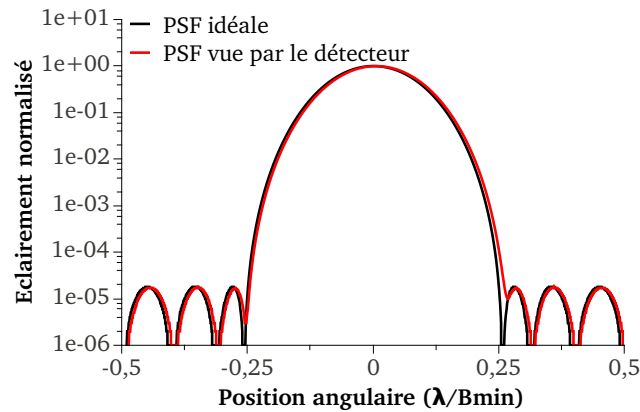


FIGURE 2.4 – Déformation de la PSF par le détecteur

La valeur expérimentale σ_d du bruit du détecteur est de $2,3 \cdot 10^{-4} \text{ V RMS}$. Cette valeur

est relativement proche de la valeur théorique et nous laisse entendre que notre dispositif a été construit de manière satisfaisante.

Finalement, j'ai testé en simulation la limitation qu'entraîne ce bruit sur la dynamique des images courtes poses. Pour cela, j'ai calculé la réponse d'un instrument parfait, uniquement limité par un bruit blanc gaussien d'écart type σ_d censé modéliser l'effet du détecteur. L'image obtenue présente un niveau d'échantillonnage de 200 points identique à celui utilisé sur le banc expérimental. La simulation d'un grand nombre de PSF permet d'observer le comportement statistique de la dynamique des images courtes pose dans ces conditions (cf figure 2.5). Nous constatons que les performances du détecteur vont limiter dans le pire des cas la dynamique à $1,1 \cdot 10^4$. Pour 90 % des images obtenues, cette dernière est supérieure à $1,9 \cdot 10^4$ et à $2,3 \cdot 10^4$ dans 50 % des cas. Les déformations de la PSF qui se produiront à des échelles de dynamique plus importantes qu'environ $2 \cdot 10^4$ seront donc difficilement observables sur les images courtes poses.

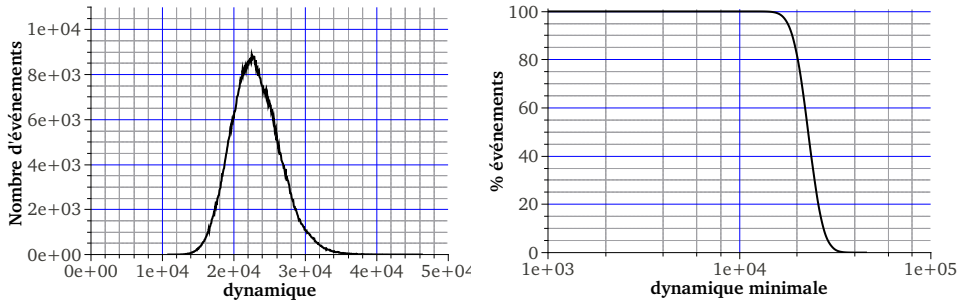


FIGURE 2.5 – Effet du bruit du détecteur sur mesure de dynamique des images courtes poses : l'histogramme à gauche est obtenu à partir de la simulation de 10^6 PSF uniquement limitées par le bruit thermique du détecteur. La courbe à droite est obtenue par l'intégration de cet histogramme. Elle indique la probabilité d'obtenir une dynamique supérieure au seuil donné en abscisse.

Il est à noter que l'on peut cependant aller un peu plus loin par l'addition d'images courtes poses. On obtient alors une image dite *longue pose* qui présente une dynamique

plus importante. En effet, un bruit blanc présente une valeur moyenne nulle, par conséquent son effet est atténué par l'addition d'images. En pratique, le moyennage de n images présentant une dynamique moyenne D_{CP} permet d'obtenir une image longue pose avec une dynamique D_{LP} telle que :

$$D_{LP} = D_{CP} \cdot \sqrt{n} \quad (2.8)$$

Ce type d'image permet donc de repousser les limites imposées par les caractéristiques de la chaîne de détection. Notons tout de même que, d'une part, D_{LP} ne peut pas dépasser la dynamique maximale imposée par l'apodisation ($5,6 \cdot 10^4$ dans notre cas) et, d'autre part, que les images longues poses sont obtenues, par définition, sur un temps de pose relativement important ; elles ne permettent donc pas d'observer clairement les déformations de la PSF qui varie rapidement (plus rapidement que le temps d'acquisition de l'image).

2.2 Contrôle des niveaux photométriques, apodisation

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, il est possible de modeler la forme de la PSF afin de maximiser sa dynamique, en jouant sur les niveaux de flux lumineux collectés par chaque ouverture de la pupille d'entrée de l'instrument. Cette technique est appelée apodisation du signal.

En pratique, pour la mettre en place de manière optimale, il est nécessaire de contrôler parfaitement la valeur du flux lumineux collecté par chaque télescope du réseau. Expérimentalement, l'ajustement des flux sur la pupille de notre banc de test, est réalisé grâce à un obturateur positionné devant chaque sous pupille. La résolution de ce dispositif étant limitée, il n'est pas possible d'ajuster le flux lumineux collecté par chaque télescope avec une très grande précision. D'autre part, on constate expérimentalement, que le niveau de flux collecté par une ouverture va évoluer au cours du temps et ce de manière non corrélée avec ceux collectés par les autres ouvertures de la pupille. Ce phénomène peut s'expliquer par le fait, d'une part, que l'onde incidente sur le réseau de télescope n'est certainement

voie	coeff. apod. champ	coeff. apod. intensité	tension idéale (V)	plage de tension observée (V)
1	0,104	0,0108	0,0054	[0,0051 ; 0,0057]
2	0,364	0,1325	0,0662	[0,0629 ; 0,0695]
3	0,724	0,5242	0,2621	[0,2490 ; 0,2752]
4	1	1	0,5	[0,4750 ; 0,5250]

TABLE 2.2 – Paramètres expérimentaux d’apodisation : le tableau présente pour chaque voie, les coefficients d’apodisation en champ et en intensité ainsi que la valeur de tension résultante observée au niveau du détecteur. Cette dernière est telle que, lorsque l’on acquiert une image, la valeur du signal total obtenue est comprise entre 0 et 10V. La plage de tension appliquée donne la tolérance expérimentale sur les valeurs de tension effectivement observées sur notre dispositif.

pas complètement plane (à cause de la turbulence de l’air notamment), et d’autre part, que nous utilisons des sources laser de type DFB qui présentent des longueurs de cohérence très grandes ($\sim 300\text{ m}$). De ce fait, la distribution de flux sur la pupille n’est pas parfaitement homogène, et dépend d’un effet de speckle variable au cours du temps. Expérimentalement, nous avons constaté que l’erreur sur l’ajustement du flux lumineux reste toujours inférieure à $\pm 5\%$ pour chacun des télescopes pour des temps de pose allant jusqu’à une vingtaine de minutes. Nous allons nous intéresser dans ce paragraphe à l’effet de ces fluctuations sur la dynamique expérimentale de la PSF. Le tableau 2.2 rappelle les paramètres d’apodisation appliqués sur notre banc de test.

J’ai réalisé une étude en simulation afin de me placer dans le cas d’un instrument parfait uniquement limité par les erreurs d’apodisation. Les valeurs des coefficients d’apodisation appliquées sur cet instrument sont tirées aléatoirement dans des plages de valeurs conformes à celles de notre banc de test expérimental (cf tableau 2.2). Les courbes présentées figure 2.6 montrent le comportement statistique observé. Nous constatons que, dans ces conditions, la dynamique sera limitée dans le pire des cas à $2 \cdot 10^3$. Dans 90% des cas, elle sera supérieure à $6 \cdot 10^3$ et dans 50% à $1,2 \cdot 10^4$.

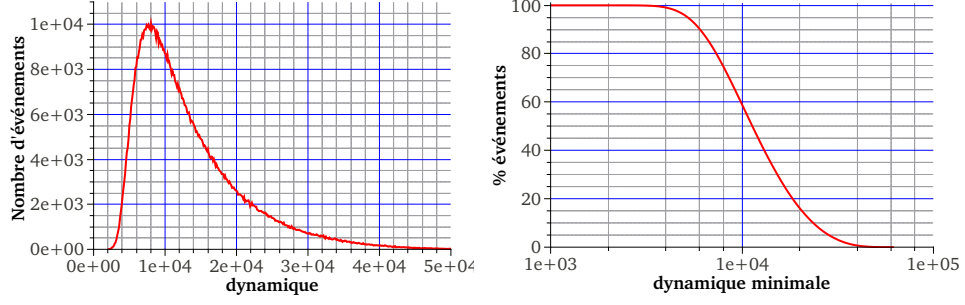


FIGURE 2.6 – Limitation de la dynamique par les défauts d'apodisation

2.3 Contrôle des longueurs de chemin optique

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la version temporelle de l'hypertélescope requiert de reproduire temporellement la variation linéaire de chemin optique observée spatialement dans le cas d'un hypertélescope "classique". La longueur de chemin optique $\delta_{0i}(t)$ associée à un bras i de l'interféromètre évolue, pendant le temps d'acquisition t_0 d'une image courte pose, selon la relation suivante :

$$\delta_{0i}(t) = \frac{\lambda}{t_0} \cdot \frac{\overline{TT_i}}{B_{min}} \cdot \left(t - \frac{t_0}{2} \right) = \lambda \cdot \frac{\overline{TT_i}}{B_{min}} \cdot \left(\frac{t}{t_0} - \frac{1}{2} \right) \quad (2.9)$$

Dans notre cas, le réseau de télescopes est linéaire et redondant ; la distance entre deux télescopes adjacents est donc égale à B_{min} . Nous avons choisi de prendre le quatrième télescope de notre réseau (en partant de son extrémité gauche) comme référence de phase. Les télescopes sont donc numérotés de $i = -3$ à $i = 4$ et l'on a $\overline{TT_i} = i \cdot B_{min}$. En posant, $t' = \frac{t}{t_0} - \frac{1}{2}$ qui varie entre $-\frac{1}{2}$ et $\frac{1}{2}$, on obtient :

$$\delta_{0i}(t') = \lambda \cdot i \cdot t' \quad (2.10)$$

La variation de chemin optique est obtenue grâce aux modulateurs de chemin optique piézoélectriques fibrés. L'application à leurs bornes d'une tension $V(\delta_{0i}(t'))$ permet d'obtenir un étirement mécanique contrôlé de la longueur des fibres. Initialement, j'ai supposé cet

allongement parfaitement linéaire en fonction de la tension d'excitation appliquée :

$$V(\delta_{0i}(t')) = p_i \cdot \delta_{0i}(t') = p_i \cdot \lambda \cdot i \cdot t' \quad (2.11)$$

J'ai alors cherché à ajuster expérimentalement les valeurs des p_i . Pour cela, j'ai observé les franges d'interférence à 2 ondes obtenues entre le télescope de référence ($i = 0$) et chacun des autres télescopes du réseau. La longueur de chemin optique du bras de référence $\delta_{00}(t')$ ne subit aucune variation au cours du temps. Le signal interférométrique théoriquement observé entre le télescope i et le télescope de référence est de la forme :

$$I_{th} = 2I_0 \cdot \left(1 + \cos \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta_{0i}(t') \right) \right) = 2I_0 \cdot (1 + \cos(2\pi \cdot i \cdot t')) \quad (2.12)$$

L'instrument n'étant pas parfait, il faut également tenir compte du contraste des franges C_{0i} et de la différence de phase θ_{0i} induite par les inégalités de chemin optique entre les bras 0 et i de l'interféromètre lorsqu'il est au repos ($t' = 0$). On a alors :

$$I_{th} = 2I_0 \cdot (1 + C_{0i} \cdot \cos(2\pi \cdot i \cdot t' + \theta_{0i})) \quad (2.13)$$

L'acquisition du signal expérimental I_{exp} nous permet d'obtenir les valeurs C_{0i} et θ_{0i} . Il ne reste a priori alors plus qu'à ajuster la valeur de p_i pour annuler en tous points de l'image la différence entre I_{th} et I_{exp} .

Expérimentalement, j'ai constaté qu'aucune valeur de p_i ne permet de réaliser cela. J'en ai déduit que la longueur des chemins optiques $\delta_{0i}(t')$ n'évolue pas purement linéairement avec la tension de commande appliquée aux modulateurs piézoélectriques. La consigne $V(\delta_{0i}(t'))$ a donc été modifiée de manière à pouvoir prendre en compte la non linéarité du système à l'ordre 1 :

$$V(\delta_{0i}(t)) = p_i \cdot (\delta_{0i}(t') + \alpha_i \cdot (\delta_{0i}(t'))^2) = p_i \cdot (\lambda \cdot i \cdot t' + \alpha_i \cdot (\lambda \cdot i \cdot t')^2) \quad (2.14)$$

L'ajustement simultané de p_i et α_i permet alors d'obtenir une réponse I_{exp} beaucoup plus proche du signal théorique que précédemment.

Cependant, sur notre banc de test, une contrainte supplémentaire vient s'ajouter du point de vue du contrôle des longueurs de chemins optiques. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant, l'imagerie directe demande d'avoir un instrument qui satisfait aux conditions de cophasage, ce qui implique de contrôler finement la phase des ondes se propageant dans l'instrument. Ceci est réalisé grâce au modulateur de chemin optique piézoélectrique présent sur chacun des bras de l'interféromètre. L'application à ses bornes d'une tension V_{Ci} dite *de correction* permet de générer sur la fibre une contrainte mécanique telle que la phase de l'onde se propageant dans le bras i de l'interféromètre subisse un déphasage de θ_{Ci} . La relation existant entre V_{Ci} et θ_{Ci} est la suivante :

$$V_{Ci} = \gamma_i \cdot \theta_{Ci} \quad (2.15)$$

γ_i étant un coefficient spécifique à la voie i , déterminé expérimentalement.

Sur notre banc de test, nous ne disposons que d'un unique modulateur de chemin optique par bras de l'interféromètre. Il est donc nécessaire de lui appliquer une tension de commande $V(\delta_i(t'))$ qui tient compte à la fois de l'aspect cophasage (V_{Ci}) et de l'aspect reproduction de la variation linéaire de chemin optique ($\delta_{0i}(t')$). A priori, on doit donc appliquer au modulateur piézoélectrique une commande de la forme :

$$V(\delta_i(t)) = p_i \cdot (\lambda \cdot i \cdot t' + \alpha_i \cdot (\lambda \cdot i \cdot t')^2) + V_{Ci} \quad (2.16)$$

Cependant, expérimentalement, j'ai observé que l'application de V_{Ci} induit une nouvelle déformation des franges d'interférence. Celle-ci est d'autant plus importante que la valeur $|V_{Ci}|$ est grande. J'ai constaté expérimentalement qu'elle peut être corrigée par un réajustement de la valeur de la pente p_i . Les céramiques piézoélectriques induisent donc sur

l'instrument un problème de point de fonctionnement. Pour corriger cet effet de manière systématique, nous allons donc considérer que la valeur du paramètre p_i est une fonction de V_{Ci} :

$$V(\delta_i(t)) = p_i(V_{Ci}).(\lambda.i.t' + \alpha_i.(\lambda.i.t')^2) + V_{Ci} \quad (2.17)$$

Nous posons maintenant :

$$p_i(V_{Ci}) = p_i(0) + \Delta p(V_{Ci}) \quad (2.18)$$

Ce qui donne :

$$V(\delta_i(t)) = p_i(0).(\lambda.i.t' + \alpha_i.(\lambda.i.t')^2) + V_{Ci} + \Delta p(V_{Ci}).(\lambda.i.t' + \alpha_i.(\lambda.i.t')^2) \quad (2.19)$$

Nous pouvons définir le terme :

$$V_h = \Delta p(V_{Ci}).(\lambda.i.t' + \alpha_i.(\lambda.i.t')^2) \quad (2.20)$$

Comme $\Delta p(V_{Ci})$ et α_i sont petits, le terme $\Delta p(V_{Ci}).\alpha_i$, d'ordre 2, peut être négligé. Nous obtenons alors :

$$V_h \sim \Delta p(V_{Ci}).\lambda.i.t' \quad (2.21)$$

Nous faisons maintenant l'hypothèse que, à l'ordre 1, $\Delta p(V_{Ci})$ évolue linéairement avec V_{Ci} . Nous avons alors :

$$\Delta p(V_{Ci}) \sim \beta_i.V_{Ci} \quad (2.22)$$

Expérimentalement, j'ai constaté que β_i change de signe selon que l'on tend ou détend la fibre. De fait, nous pouvons écrire :

$$\beta_i(V_{Ci} > 0) = -\beta_i(V_{Ci} < 0) \quad (2.23)$$

Ce qui donne :

$$\Delta p(V_{Ci}) = \beta_i(V_{Ci} > 0) \cdot |V_{Ci}| = \beta_i \cdot |V_{Ci}| \quad (2.24)$$

L'ajustement des valeurs β_i est réalisé expérimentalement après celui des p_i et α_i . Pour cela, on applique une tension V_{Ci} relativement importante sur le modulateur piézoélectrique. On ajuste alors la valeur de β_i pour minimiser l'écart entre I_{th} et I_{exp} . Enfin, on fait varier la valeur de V_{Ci} et on vérifie que le signal expérimental reste proche du signal théorique.

Au final, la loi de commande des modulateurs piézoélectriques s'écrit donc :

$$V(\delta_i(t')) = p_i \cdot (\lambda \cdot i \cdot t' + \alpha_i \cdot (\lambda \cdot i \cdot t')^2) + \beta_i \cdot |V_{Ci}| \cdot \lambda \cdot i \cdot t' + \gamma_i \cdot \theta_{Ci} \quad (2.25)$$

Intéressons-nous maintenant aux résultats expérimentaux obtenus grâce à ces modifications. Après l'optimisation des paramètres p_i , α_i et β_i , j'ai observé expérimentalement que, quelle que soit la tension V_{Ci} appliquée, l'écart ϵ entre le signal expérimental I_{exp} et le signal théorique I_{th} sur l'ensemble de l'image ne dépasse jamais 1 % de $4I_0$, l'amplitude maximale théorique du signal. Nous avons donc :

$$\frac{\epsilon}{4 \cdot I_0} < 1 \cdot 10^{-2} \quad (2.26)$$

Plaçons-nous dans le cas où $C_{0i} = 1$ et $\varphi_{0i} = 0$. On appelle φ_{th} , la phase du signal théorique en un point de l'image et $\varphi_{exp} = \varphi_{th} + \Delta\varphi$ la phase réelle du signal en ce même point. On a donc :

$$\begin{aligned} |I_{th} - I_{exp}| &= |2I_0 \cdot (1 + \cos(\varphi_{th})) - 2I_0 \cdot (1 + \cos(\varphi_{exp}))| \\ &= |2I_0 \cdot (\cos(\varphi_{th}) - \cos(\varphi_{exp}))| < \epsilon \end{aligned} \quad (2.27)$$

ou encore :

$$|\cos(\varphi_{th} + \frac{\Delta\varphi}{2}) \cdot \sin(-\frac{\Delta\varphi}{2})| < \frac{\epsilon}{4I_0} \quad (2.28)$$

En faisant l'hypothèse que $\Delta\varphi$ est petit, on obtient :

$$|\frac{\Delta\varphi}{2} \cdot \cos(\varphi_{th} + \frac{\Delta\varphi}{2})| < \frac{\epsilon}{4I_0} \quad (2.29)$$

$|\cos(\varphi_{th} + \frac{\Delta\varphi}{2})|$ est compris entre -1 et 1 donc on peut écrire :

$$\begin{aligned} |\Delta\varphi| &< \frac{\epsilon}{2I_0} \\ |\Delta\varphi| &< 2.10^{-2} \text{ rad} \\ |\Delta\varphi| &< \frac{2\pi}{300} \end{aligned} \quad (2.30)$$

Après ces corrections, la variation linéaire de chemin optique est donc appliquée à tout instant avec une erreur inférieure à $\frac{\lambda}{300} = 5 \text{ nm}$. On peut tester en simulation l'effet d'un déphasage de cet ordre de grandeur sur la dynamique de la *PSF*. L'histogramme présenté figure 2.7, nous indique que, dans le pire des cas, ce défaut devrait limiter la dynamique des images courtes poses à 6.10^3 . Pour 90% des images obtenues, cette dynamique est supérieure à $1,5.10^4$ et pour 50% à $2,2.10^4$.

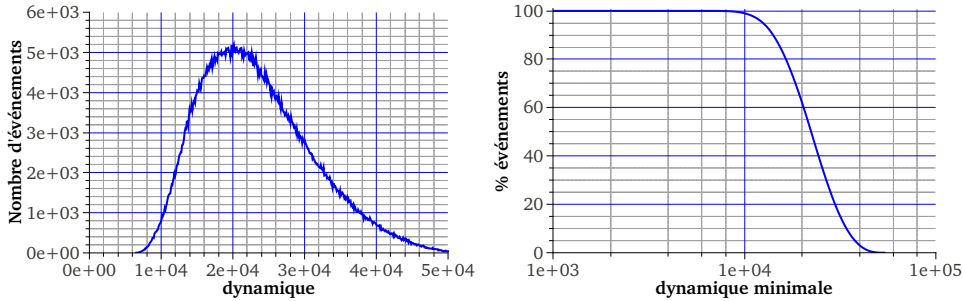


FIGURE 2.7 – Limitation de la dynamique par la non linéarité de la réponse des lignes à retard

2.4 Contrôle de la polarisation

Sur le banc THT, la lumière est guidée entre la pupille d'entrée et le coupleur 8 voies vers 1 par des fibres optiques unimodales. L'utilisation de ces composants permet, d'une part, de guider la lumière d'un point à un autre très simplement et d'autre part de filtrer spatialement les portions d'onde collectées par les différentes ouvertures du réseau. Les éventuelles déformations du plan d'onde incident, dues par exemple à la turbulence atmosphérique, sont ainsi éliminées. Dans une fibre monomode, il n'existe qu'un seul trajet optique possible pour la lumière et, pour une longueur d'onde de $1,5 \mu m$, les pertes de puissance sont de l'ordre de $0,5 \text{ dB.km}^{-1}$. Elles sont donc négligeables pour les longueurs de fibres employées sur le banc THT ($\sim 10 \text{ m}$). De ce fait, l'onde se propageant dans la fibre peut être entièrement décrite par un terme d'amplitude quasi constant et un unique terme de phase (monomode) évoluant linéairement avec la longueur de la fibre.

Cependant, en contrepartie de ces avantages, un certain nombre de difficultés apparaissent lors de l'utilisation de fibres optiques, notamment si on leur applique des contraintes mécaniques comme par exemple lors de l'utilisation de lignes à retard fibrées. La géométrie de la fibre est alors modifiée ce qui a pour effet de créer de la biréfringence. Deux ondes présentant des polarisations différentes ne vont alors pas se propager à la même vitesse dans la fibre. Par conséquent, si en entrée de fibre, elles ont des phases identiques, ce ne sera plus le cas en sortie. De plus, d'une fibre à l'autre, les vitesses de phase pour une même polarisation ne sont pas les mêmes. Après propagation dans une fibre optique, il est donc impossible d'observer simultanément une égalité de phase sur chaque bras de l'interféromètre pour deux polarisations différentes (cf Fig2.8). La superposition d'ondes qui ne sont pas en phase, va conduire à une perte de contraste sur l'image [Lagorceix et al., 1995]. Pour éviter cela, il est indispensable de travailler avec des champs optiques qui sont tous initialement polarisés selon la même direction. Sur notre banc de test, cela est réalisé grâce au polariseur $P1$ de l'étoile artificielle.

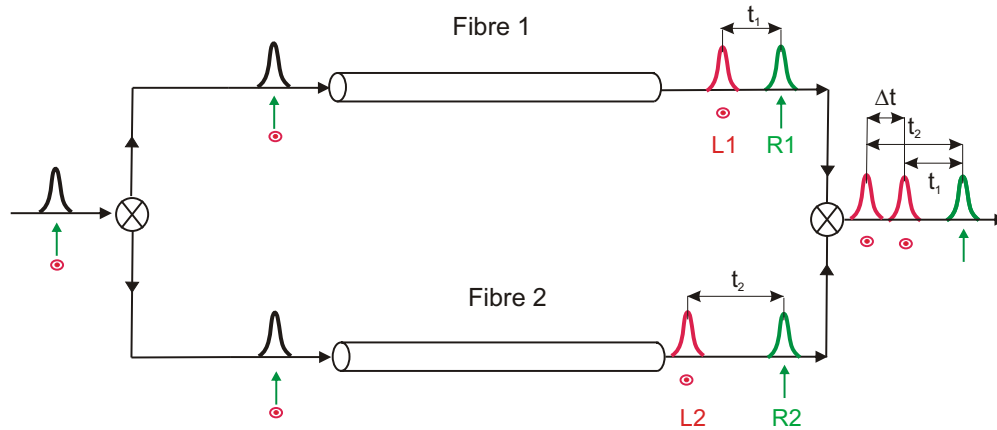


FIGURE 2.8 – Effet de la biréfringence des fibres optiques : soit une onde non polarisée linéairement. Elle se décompose en deux ondes de polarisations orthogonales. Ces ondes sont injectées dans deux tronçons de fibre. On considère que les deux polarisations sont initialement en phase. A la sortie de la fibre, cela ne sera plus le cas du fait de sa biréfringence. L'écart entre les deux polarisations ne sera généralement pas le même pour les deux fibres. De ce fait, il ne sera pas possible d'obtenir des interférences constructives, où l'ensemble des ondes sont en phase.

Néanmoins, même dans ce cas, lors de l'utilisation de fibres classiques, une difficulté subsiste encore : lors de l'application de contraintes mécaniques sur la fibre, la polarisation de l'onde va se modifier au cours de la propagation dans la fibre, et ce, de manière non prédictive. Là encore c'est un problème dans le cas de l'interférométrie, car deux ondes qui ne sont pas polarisées dans la même direction ne sont pas parfaitement cohérentes entre elles, ce qui conduit à une dégradation de l'information donnée par le signal interférométrique. Or, pour deux fibres optiques différentes, il n'y a aucune raison d'observer en sortie de fibre des ondes présentant des polarisations similaires.

La solution est apportée par l'utilisation des fibres à maintien de polarisation. Ces composants possèdent deux axes neutres orthogonaux très faiblement couplés. De ce fait, lorsque l'on injecte une onde polarisée linéairement selon la direction donnée par un des axes neutres, on retrouve en sortie de fibre une onde présentant la même polarisation. Si l'on s'assure ensuite que les axes neutres de toutes les fibres utilisées sont bien orientés dans la même direction, les performances d'imagerie haut contraste de l'instrument ne

devraient pas être dégradées.

Plusieurs problèmes techniques apparaissent cependant lorsque l'on veut réaliser expérimentalement un tel dispositif :

- Les polariseurs ne sont pas parfaits et laissent se propager un résidu d'onde polarisée orthogonalement. Cependant, le taux d'extinction théorique des polariseurs utilisés sur notre banc de test étant de 50dB, cet effet sera certainement négligeable.
- L'orientation des fibres optiques lors de l'injection du champ préalablement polarisé n'est pas parfaite. Une partie du flux est donc injectée sur l'axe secondaire à chaque jonction de fibres.
- Les composants d'optique guidée, même s'ils sont à maintien de polarisation, présentent toujours un léger couplage entre les deux axes neutres du système.

L'hypertélescope se découpe en trois sous-parties plus ou moins sensibles à ces défauts de polarisation :

- la pupille d'entrée : l'axe neutre des fibres optiques doit être parfaitement orienté dans la direction de polarisation ;
- les lignes à retard fibrées : les contraintes d'étirement appliquée aux fibres risquent d'augmenter le couplage entre les deux axes de polarisation ;
- le coupleur optique huit voies vers une : il n'a pas été fabriqué spécifiquement pour l'hypertélescope. Sa réalisation n'a donc a priori pas fait l'objet de contraintes importantes sur l'orientation des axes neutres des fibres.

La caractérisation de ces différents éléments est nécessaire pour identifier et localiser d'éventuels défauts compromettant le bon fonctionnement du banc de test.

Serge Olivier, durant sa thèse, a pu mesurer les taux d'extinction entre axes neutres

bras fibré n °	TEP LAR (dB)	TEP coupleur (dB)	TEP global (dB)
-3	29.3	23.8	16.7
-2	25.8	23.6	16.8
-1	28.3	23.3	17.9
0	30.1	24.0	23.5
1	27.4	22.4	18.8
2	28.1	21.4	22.6
3	30.2	19.4	18.0
4	30.5	22.7	20.9
moyenne	28.9	22.8	20.1

TABLE 2.3 – Mesures expérimentales des taux d’extinction de la polarisation (TEP) pour les différents éléments du banc de test.

(principe décrit fig.2.9) dans le cas des lignes à retard et du coupleur huit voies vers une. Ils sont respectivement, pour chacun des bras du dispositif, en moyenne de 29 et 23 dB. De mon côté, après avoir optimisé l’orientation du polariseur P_1 de l’étoile artificielle, j’ai réalisé la mesure du taux d’extinction pour le système complet (pupille d’entrée / LAR / coupleur optique). Le taux moyen obtenu est de 20dB. Le détail de ces résultats est visible dans le tableau 2.3.

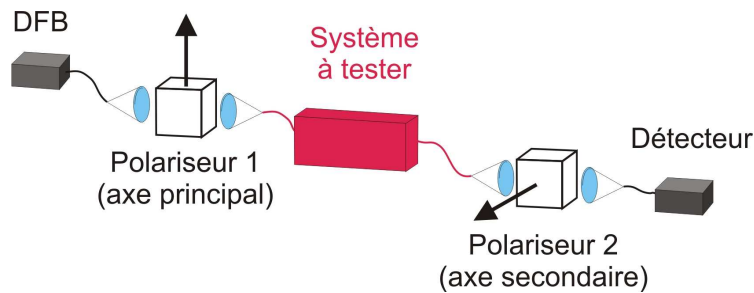


FIGURE 2.9 – Principe de la mesure du taux d’extinction. Le dispositif à tester est placé entre deux polariseurs croisés. Le taux d’extinction en polarisation est obtenu en faisant le rapport des puissances mesurées en sortie des polariseur 2 et 1.

Chaque sous-partie du dispositif implique un léger couplage entre les deux axes neutres des fibres optiques. De ce fait, dans le cas d’un dispositif composé de plusieurs sous-éléments, le nombre de champs guidés par un même bras de l’interféromètre va être multiplié par deux à chaque changement de sous-partie (cf fig. 2.10). Un champ incident

orienté selon l'un des axes de propagation va donner naissance, dans la partie suivante, à un nouveau champ orienté selon l'axe orthogonal. Nous définirons un champ d'ordre i comme étant un champ ayant subi i couplages (changement d'axe) successifs. Si les effets de couplage sont relativement faibles, l'amplitude d'un champ d'ordre $i + 1$ sera négligeable devant celle d'un champ d'ordre i .

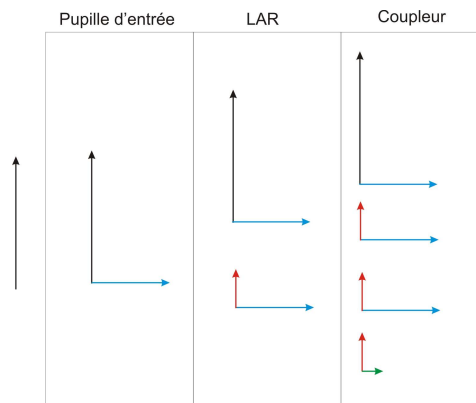


FIGURE 2.10 – Propagation du défaut de polarisation dans l'interféromètre : les vecteurs noirs sont les champs d'ordre 0, les bleus d'ordre 1, les rouges d'ordre 2 et les verts d'ordre 3.

Sur la figure 2.10, on voit que, en sortie du dispositif, les principaux défauts de polarisation (champ d'ordre 1) se propagent sur l'axe secondaire. L'ajout en sortie de l'interféromètre, d'un polariseur orienté selon l'axe principal permet donc de limiter le défaut de polarisation à l'ordre 2 (cf figure 2.11). Le taux d'extinction global du dispositif de l'ordre de 20 dB , mesuré avant l'ajout du polariseur en sortie, nous indique que l'amplitude du champ parasite d'ordre 1 (égale à la somme des 3 champs représentés sur la figure 2.6) est d'environ 10% de celle du champ d'ordre 0, l'éclairement étant proportionnel au carré de l'amplitude du champ. Comme les champs d'ordre 2 sont issus des champs d'ordre 1, nous pouvons raisonnablement estimer qu'ils présentent une amplitude d'environ de 1% de celle du champ d'ordre 0.

Afin d'observer expérimentalement, les effets parasites de ces champs d'ordre 2 après l'ajout du polariseur en sortie, j'ai mesuré les contrastes des franges obtenues pour chaque

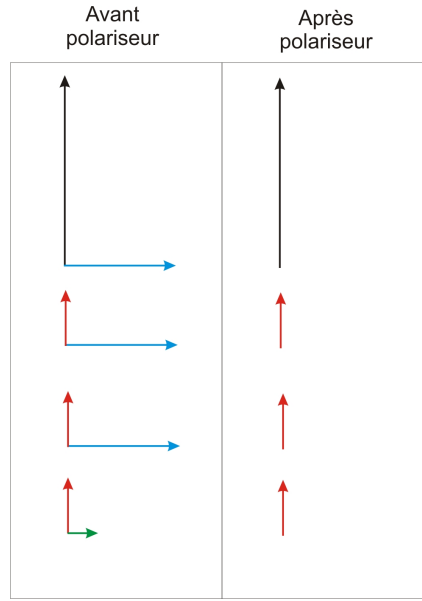


FIGURE 2.11 – Effet du polariseur placé en sortie de l’interféromètre : dans le cas d’un polariseur parfait placé en sortie de l’interféromètre, le champ observé en sortie de chaque bras de l’interféromètre n’est plus parasité que par des termes d’ordre 2. La qualité de polarisation du signal est donc fortement améliorée.

couple de télescopes. La valeur du contraste est en effet liée au défaut de polarisation et présente l’avantage d’être insensible au déphasage des ondes. Les résultats expérimentaux sont présentés sur le tableau 2.4. Cette mesure est cependant entachée de plusieurs incertitudes dues aux fluctuations photométriques se produisant pendant la mesure, ainsi qu’à l’effet de filtrage passe bas et au bruit du détecteur.

Dans la suite de ce chapitre, nous tenterons d’évaluer individuellement, et de corriger si cela est possible, ces différents effets, l’objectif final étant de donner une borne minimale aux valeurs de contrastes accessibles sur le banc THT.

Intéressons-nous tout d’abord à l’impact de la photométrie sur cette mesure. Si les flux lumineux I_1 et I_2 associés aux deux télescopes formant l’interféromètre ne sont pas rigoureusement égaux, la valeur de contraste mesurée est dégradée. Le contraste réel C est alors fonction du contraste mesuré expérimentalement C_{exp} et du contraste photométrique

couple tel.	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
-3	×	0,9993	0,9973	0,9936	0,9891	0,9835	0,9763	0,9682
-2	0,9993	×	0,9991	0,9970	0,9939	0,9893	0,9829	0,9764
-1	0,9973	0,9991	×	0,9989	0,9973	0,9937	0,9891	0,9933
0	0,9936	0,9970	0,9989	×	0,9989	0,9969	0,9937	0,9888
1	0,9891	0,9939	0,9973	0,9989	×	0,9994	0,9971	0,9939
2	0,9835	0,9893	0,9937	0,9969	0,9994	×	0,9994	0,9973
3	0,9973	0,9829	0,9891	0,9937	0,9971	0,9994	×	0,9993
4	0,9682	0,9764	0,9833	0,9888	0,9939	0,9973	0,9993	×

TABLE 2.4 – Contrastes expérimentaux bruts : ce tableau présente la valeur moyenne de la mesure de contraste associée à chacun des couples de télescopes du réseau avant correction des différents biais de mesure. Le contraste associé au couple de télescopes (k, l) se trouve ligne k , colonne l . Les couleurs allant du rouge au violet, sont associées aux différentes fréquences spatiales (de la plus petite à la plus grande) échantillonnées par le réseau.

C_{ph} . On a :

$$C_{ph} = 2 \cdot \frac{\sqrt{I_1 \cdot I_2}}{I_1 + I_2} \quad (2.31)$$

et

$$C = \frac{C_{exp}}{C_{ph}} \quad (2.32)$$

Expérimentalement, je me suis assuré que, tout au long de la mesure, les flux lumineux collectés par chacun des télescopes étaient égaux à mieux que 2% près. En posant $I_1 = I - \frac{\varepsilon \cdot I}{2}$ et $I_2 = I + \frac{\varepsilon \cdot I}{2}$, on obtient :

$$C = \frac{C_{exp}}{C_{ph}} = \frac{C_{exp}}{\sqrt{1 - \frac{\varepsilon^2}{4}}} \sim \left(1 + \frac{\varepsilon^2}{8}\right) \cdot C_{exp} \quad (2.33)$$

Expérimentalement, on a :

$$0 \leq \varepsilon \leq 0,02 \quad (2.34)$$

De ce fait, on obtient l'encadrement suivant :

$$C_{exp} \leq C \leq C_{exp} + 5 \cdot 10^{-5} \quad (2.35)$$

Lorsque le contraste est proche de 1, l'erreur de photométrie aboutit donc finalement à une sous estimation du contraste inférieure à 5.10^{-5} .

Intéressons nous maintenant à l'impact des caractéristiques de la chaîne de détection sur la mesure. Du fait de son bruit intrinsèque σ_d , elle implique une incertitude sur la valeur du contraste C . Expérimentalement, à partir de l'acquisition d'une unique image courte pose, nous mesurons une valeur de contraste C_{exp} telle que :

$$C_{exp} = \frac{(I_{max} + \epsilon_{max}) - (I_{min} - \epsilon_{min})}{(I_{max} + \epsilon_{max}) + (I_{min} - \epsilon_{min})} \quad (2.36)$$

avec I_{max} et I_{min} les valeurs d'éclairement qui seraient associées respectivement aux franges brillantes et sombres si le détecteur était parfait (bruit nul) et avec ϵ_{max} et ϵ_{min} deux valeurs aléatoires comprises dans l'intervalle $[-3\sigma_d; +3\sigma_d]$ (cf figure 2.12).

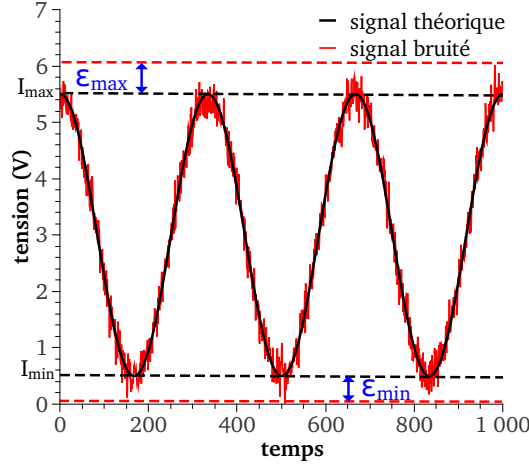


FIGURE 2.12 – Effet du bruit du détecteur sur la mesure du contraste

Plaçons-nous dans le cas où le contraste C_{exp} surévalue la valeur de C de la manière

la plus importante. Nous avons alors :

$$\begin{aligned}
 C_{exp} &= \frac{(I_{max} + 3\sigma_d) - (I_{min} - 3\sigma_d)}{(I_{max} + 3\sigma_d) + (I_{min} - 3\sigma_d)} \\
 C_{exp} &= \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} + 6 \cdot \frac{\sigma_d}{I_{max} + I_{min}} \\
 C_{exp} &\sim C + 6 \cdot \frac{\sigma_d}{I_{max}} \quad \text{car } I_{max} \gg I_{min} \\
 C_{exp} &\sim C + \Delta C_d
 \end{aligned} \tag{2.37}$$

Dans le cas général, on a donc :

$$C > C_{exp} - \Delta C_d \tag{2.38}$$

Lorsque j'ai réalisé ces mesures, la tension crête I_{max} associée aux franges lumineuses valait environ $2 V$ et le bruit du détecteur $\sigma_d = 2,3 \cdot 10^{-4} V$. De ce fait, l'erreur maximale sur la mesure du contraste à partir d'une unique image courte pose vaut :

$$\Delta C_d \sim 6 \cdot \frac{\sigma_d}{I_{max}} = 6,9 \cdot 10^{-4} \tag{2.39}$$

L'effet du bruit du détecteur est donc problématique si les contrastes à mesurer sont meilleurs que 0,999. Ce problème peut cependant être contourné en réalisant plusieurs mesures de C_{exp} suivi d'un calcul de sa valeur moyenne C_{LP} . L'erreur maximale ΔC_{LP} sur cette mesure est alors donnée par :

$$\Delta C_{LP} = \frac{\Delta C_d}{\sqrt{n}} \tag{2.40}$$

n étant le nombre d'images courtes poses à partir desquelles est calculée la moyenne. On obtient donc la relation :

$$C \geq C_{LP} - \Delta C_{LP} \tag{2.41}$$

fréquences spatiales	1	2	3	4	5	6	7
pertes de contraste ($\cdot 10^{-4}$)	6,7	26,6	59,6	105,2	163,0	232,1	312,1

TABLE 2.5 – Pertes de contraste dues à l’effet de filtrage passe bas du détecteur

Expérimentalement, j’ai réalisé plus de 100 mesures par couple de télescopes. Dans ces conditions, l’erreur maximale ΔC_{LP} est telle que :

$$\Delta C_{LP} \leq \frac{\Delta C_d}{\sqrt{100}} = \frac{6,9 \cdot 10^{-4}}{\sqrt{100}} = 6,9 \cdot 10^{-5} \quad (2.42)$$

Les valeurs moyennes de contraste obtenues expérimentalement sont donc telles que :

$$C > C_{LP} - 6,9 \cdot 10^{-5} \quad (2.43)$$

Une seconde caractéristique de la chaîne de détection doit être prise en compte pour obtenir une mesure la plus exacte possible du contraste. Comme nous l’avons vu précédemment, le détecteur induit sur la mesure du signal un effet de filtrage passe bas. Ce dernier implique que les mesures de contraste vont être d’autant plus atténuées que la fréquence du signal, et donc la distance entre les deux télescopes formant l’interféromètre, est grande. C’est bien le comportement que l’on observe sur le tableau 2.4. Connaissant les caractéristiques de filtrage du détecteur (évaluées au début de ce chapitre) nous pouvons déterminer les pertes de contraste qui lui sont dues (cf tableau 2.5). Il ne reste plus ensuite qu’à réévaluer les valeurs de contraste en les corrigeant de cet effet. Le tableau 2.6 récapitule les résultats corrigés ainsi obtenus.

Finalement, après correction de l’effet de filtrage du détecteur, l’incertitude globale sur la mesure du contraste est de l’ordre de $1 \cdot 10^{-4}$. D’après le tableau 2.6, on peut donc raisonnablement faire l’hypothèse que, sur notre banc de test, les contrastes sont au mi-

couple tel.	-3	-2	-1	0	1	2	3	4
-3	×	0,9999	0,9999	0,9996	0,9996	0,9998	0,9995	0,9994
-2	0,9999	×	0,9998	0,9997	0,9999	0,9998	0,9992	0,9996
-1	0,9999	0,9998	×	0,9995	0,9999	0,9997	0,9996	0,9995
0	0,9996	0,9997	0,9995	×	0,9995	0,9995	0,9997	0,9993
1	0,9996	0,9999	0,9999	0,9995	×	1,0000	0,9998	0,9999
2	0,9998	0,9998	0,9997	0,9995	1,0000	×	1,0000	0,9999
3	0,9995	0,9992	0,9996	0,9997	0,9998	1,0000	×	0,9999
4	0,9994	0,9996	0,9995	0,9993	0,9999	0,9999	0,9999	×

TABLE 2.6 – Contrastes expérimentaux après correction de l’effet de filtrage passe bas. L’incertitude sur la mesure est de l’ordre de $\pm 1.10^{-4}$.

nimum de 0,999.

J’ai ensuite testé en simulation le comportement d’un interféromètre à deux voies transportant chacune, en plus du champ principal d’ordre 0, un champ parasite de phase aléatoire et d’amplitude comprise entre 0 et A_p . Dans le cas où la lumière est monochromatique, tous ces champs sont cohérents entre eux. L’étude réalisée nous indique que la contrainte expérimentale $C > 0,999$ est respectée à partir du moment où l’on a :

$$A_p < 2,2 \cdot 10^{-2} \cdot A_0 \quad (2.44)$$

A_0 étant l’amplitude des champ d’ordre 0. Cette valeur de 2,2 % est cohérente avec la première estimation de 1 % proposée à partir des taux d’extinction de polarisation. Nous pouvons en déduire que le polariseur placé en sortie de l’instrument permet bien de limiter le défaut de polarisation à l’ordre 2.

Finalement, j’ai testé en simulation l’impact de ce champ parasite sur la dynamique de la *PSF*. Pour cela, j’ai considéré de la même manière que précédemment, que chacun des huit bras de l’interféromètre transporte un champ parasite cohérent et dont l’amplitude ne dépasse pas 2,2% de celle du champ d’ordre 0. La figure 2.13 présente l’histogramme

obtenu. On peut y lire que la dynamique est limitée à 2.10^3 dans le pire des cas, que 90% des résultats sont supérieurs à 6.10^3 et 50% à 1.10^4 .

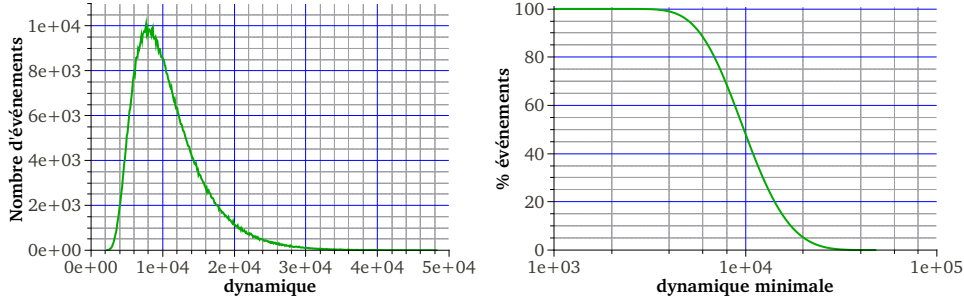


FIGURE 2.13 – Limitation de la dynamique pour le défaut de polarisation

2.5 Bilan

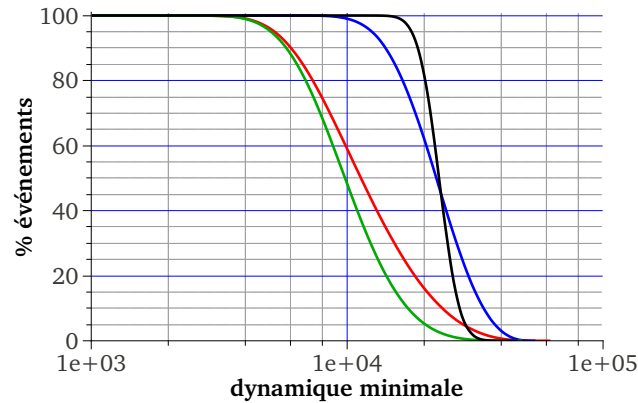


FIGURE 2.14 – Comparaison de l'effet des différents défauts identifiés sur la dynamique des images courtes poses. La courbe noire est liée au bruit de la chaîne d'acquisition, la rouge, au défaut d'apodisation, la bleue, à la non linéarité de la réponse des modulateurs de chemin optiques et la verte aux problèmes de polarisation.

La figure 2.15 ainsi que le tableau 2.7 récapitulent la limitation de dynamique des images courtes poses induites par chacun des défauts instrumentaux identifiés. Nous pouvons constater, d'après les simulations effectuées, que l'effet du bruit du détecteur ainsi que la non linéarité de la réponse des modulateurs de chemins optiques ne sont pas les

Défauts	détecteur	apodisation	modul. ch. opt.	polarisation
$D(99, 9\%)$	$1, 1.10^4$	2.10^3	6.10^3	2.10^3
$D(90\%)$	$1, 9.10^4$	6.10^3	$1, 5.10^4$	6.10^3
$D(50\%)$	$2, 3.10^4$	$1, 2.10^4$	$2, 2.10^4$	$1, 0.10^4$

TABLE 2.7 – Récapitulatif des limites de dynamique en fonction du défaut

paramètres limitants. Les problèmes de polarisation et d’apodisation semblent en effet avoir un impact plus important. Ces défauts devront donc être limités en priorité si les performances de l’instrument ne s’avéraient pas suffisantes. Pour cela, nous pourrions par exemple réaliser un nouveau dispositif de couplage optique, pour lequel un soin particulier serait apporté à l’orientation des axes neutres de chacune des voies de l’interféromètre. Nous avons vu en effet dans ce chapitre que ce composant est responsable de la plus grande part du défaut de polarisation observé sur le banc THT. Pour l’aspect apodisation, un dispositif individuel d’asservissement du flux collecté pourrait être mis en place pour chacun des télescopes du réseau afin de parfaitement maîtriser ce défaut lors de l’acquisition d’images longues poses.

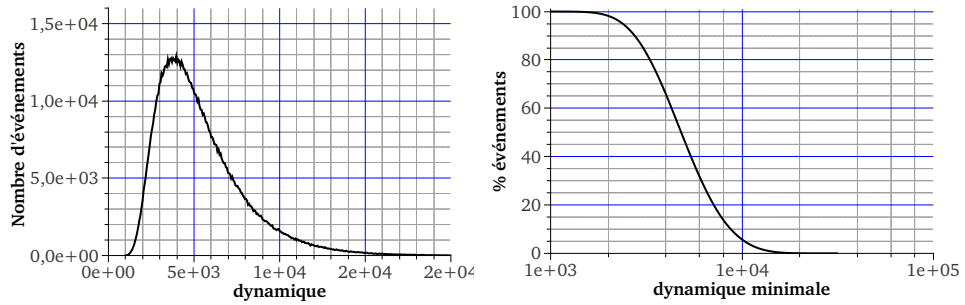


FIGURE 2.15 – Limitation de la dynamique des images courtes poses par l’ensemble des défauts instrumentaux identifiés

Je n’ai toutefois, pas cherché à mettre en place ce type de dispositif durant ma thèse. En effet, comme nous pouvons le voir sur la figure 2.15, les défauts instrumentaux de notre banc de test ne devraient pas limiter la dynamique des images courtes poses à moins de 1.10^3 . Dans 90 % des cas, celle-ci devrait même être supérieure à 3.10^3 et, dans 50 %, à 5.10^3 . Ces résultats, obtenus en simulation lorsque les quatre défauts identifiés sont

appliqués simultanément à l'instrument, nous indiquent que les performances actuelles du banc THT sont tout à fait suffisantes pour valider le principe de l'hypertélescope temporel. La figure 2.16 nous montre même, dans le cas d'une image longue pose, que grâce aux différentes optimisations réalisées, l'instrument peut théoriquement nous permettre d'obtenir une dynamique supérieure à 10^4 . Pour atteindre ce résultat, il nous faut toutefois, comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, mettre en place sur le banc THT un dispositif de cophasage très performant.

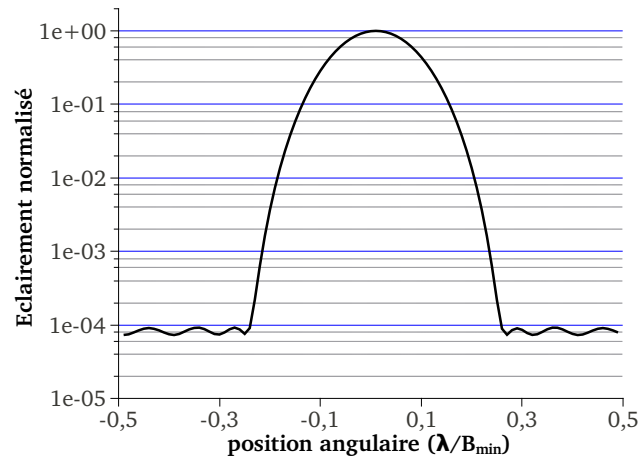


FIGURE 2.16 – Simulation d'une image longue pose obtenue lorsque l'ensemble des défauts instrumentaux sont appliqués.

Chapitre 3

Cophasage d'un dispositif d'imagerie directe par synthèse d'ouverture optique

3.1 Position du problème

Bien que proposée dès 1868 par Hippolyte Fizeau, l'interférométrie dans le domaine de l'astronomie n'a pris son essor que plus d'un siècle plus tard, en 1975, après que A. Labeyrie a démontré expérimentalement la possibilité d'obtenir des franges d'interférences avec deux télescopes indépendants. Ce temps de maturation important est révélateur d'une difficulté technologique rencontrée en interférométrie : la nécessité de contrôler les longueurs de chemins optiques à une échelle submicrométrique. En effet, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le phénomène d'interférence n'est observé que si la différence de longueur de chemins optiques (notée OPD pour "optical path difference" en anglais), est inférieure à la longueur de cohérence L_c de l'onde.

En pratique, dans le contexte astrophysique, les longueurs de cohérence sont de quelques λ_0 , soit quelques microns pour les longueurs d'onde optiques. Le développement tardif de

l'interférométrie dans ces domaines de longueur d'onde (visible et infrarouge) s'explique donc par la nécessité de mettre au point des dispositifs de contrôle des longueurs de chemins optiques présentant une résolution suffisante. De nos jours ce problème a été résolu, et l'interférométrie est communément employée dans de grands instruments tels le VLTI, CHARA ou NOI, pour faire de l'imagerie indirecte.

Dans le cas d'un hypertélescope, la contrainte de cohérence est nécessaire mais non suffisante. Pour obtenir une image directe de l'objet observé, on dit qu'il faut être capable de cophaser l'instrument. Pour cela, il faut observer les franges d'interférence et donc se trouver dans la longueur de cohérence de la lumière collectée, mais aussi, maîtriser la position des différentes franges d'interférences les unes par rapport aux autres. Le niveau de contrôle des longueurs de chemins optiques requis devient alors bien inférieur à λ_0 . Le problème du cophasage constitue l'une des difficultés majeures rencontrées lors du développement d'un hypertélescope. Dans ce chapitre, nous allons voir les solutions que j'ai développées, mises en place et testées sur le banc THT pour relever ce défi.

3.1.1 De la nécessité du cophasage

Dans le chapitre précédent, nous avons cherché à minimiser les défauts de l'instrument. Nous considérerons donc ici qu'ils sont négligeables et n'induisent aucune déformation observable de la PSF. Nous allons ici nous intéresser uniquement au problème du cophasage. Nous avons vu précédemment que l'image I obtenue avec un hypertélescope temporel est décrite par :

$$I = O * PSF \quad (3.1)$$

avec O , l'objet observé, et PSF , la fonction d'étalement de point de l'instrument. L'objectif de notre observation est d'obtenir O qui, à l'échelle des temps de poses mis en jeu, sera considéré comme constant. Pour cela, il est donc nécessaire de parfaitement connaître la forme de la PSF de l'instrument. Or, comme nous allons le voir, celle-ci dépend très

fortement du niveau de cophasage de l'instrument.

Considérons que notre hypertélescope temporel observe une source ponctuelle positionnée sur son axe optique, et, dans un premier temps, qu'aucune perturbation ne vient déformer le plan d'onde entre l'objet et l'instrument. Ce dernier est donc décrit au niveau de la pupille d'entrée par :

$$E = A_0 \cdot e^{j \cdot \varphi_0} \quad (3.2)$$

A_0 étant l'amplitude du champ reçu et φ_0 sa phase de valeur quelconque.

Chaque télescope i du réseau, va collecter une portion E_i de plan d'onde dont l'amplitude A_i sera fonction du coefficient d'apodisation a_i qui lui est appliqué :

$$A_i = A_0 \cdot a_i \quad (3.3)$$

La lumière collectée va ensuite se propager dans les différents bras i de l'interféromètre sur des longueurs de chemins optiques notées OPL_i . De cette propagation résulte une variation de la phase (par rapport à celle observée au niveau de la pupille d'entrée) de :

$$\theta_i = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot OPL_i \quad (3.4)$$

Les ondes arrivent ensuite au niveau des lignes à retard de l'instrument où l'on applique la variation temporelle de longueur de chemin optique $\delta_{0i}(t')$ telle que :

$$\delta_{0i}(t') = \lambda \cdot i \cdot t' \quad (3.5)$$

avec $t' = \frac{t}{t_0} - \frac{1}{2}$, t_0 le temps d'acquisition d'une image courte pose.

Finalement, au niveau du coupleur optique, le champ qui s'est propagé dans le bras i de l'interféromètre s'écrit :

$$E_i = A_0 \cdot a_i \cdot \exp \left[j \cdot \left(\varphi_0 + \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta_{0i} + \theta_i \right) \right] \quad (3.6)$$

En interférométrie, seules les différences de phase entre les ondes ont un impact sur la forme du signal observé. Le terme φ_0 étant constant quel que soit i , on le prendra égal à 0 afin d'alléger l'écriture. De même, on normalisera A_0 à 1. L'onde E_i a donc pour expression :

$$E_i = a_i \cdot e^{j \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta_{0i} + \theta_i \right)} \quad (3.7)$$

Remarquons que pour une longueur d'onde donnée λ , le terme de phase de l'onde est défini modulo 2π . Cette situation correspond au cas dans lequel nous nous sommes placés sur notre banc de test, où l'objet observé émet une lumière monochromatique. Nous verrons dans le chapitre 5 que le cas d'une source polychromatique doit être traité de manière légèrement différente.

Nous définirons le terme θ_{kl} appelé piston différentiel ou simplement piston entre la voie k et l de l'interféromètre tel que :

$$\theta_{kl} = \theta_k - \theta_l \quad [2\pi] \quad (3.8)$$

De même, la différence de chemin optique OPD_{kl} est telle que :

$$OPD_{kl} = OPL_k - OPL_l = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \theta_{kl} \quad [\lambda] \quad (3.9)$$

Lorsque $\theta_{kl} = 0 \quad [2\pi]$, quel que soit le couple (k, l) , l'instrument est dit *cophasé*. Cela se traduit aussi par une différence de chemins optiques OPL_{kl} nulle (modulo λ).

Lorsque cette égalité n'est pas vraie, l'instrument sera dit *déphasé*. Le niveau de déphasage (dont l'unité est le radian) peut être évalué grâce au paramètre $\Delta\theta$, aussi appelée *piston RMS*. Il est défini comme la moyenne quadratique des valeurs de piston dans l'instrument à un instant donné :

$$\Delta\theta = \sqrt{\frac{1}{28} \cdot \sum_{k=-3}^3 \sum_{l=k+1}^4 \theta_{kl}^2} \quad (3.10)$$

Sa valeur est de l'ordre de l'amplitude moyenne des défauts de piston dans l'instrument. Elle est par conséquent directement corrélée au déphasage. On associera en général à $\Delta\theta$, le terme notée OPD_{RMS} égal à :

$$OPD_{RMS} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \Delta\theta \quad (3.11)$$

Ce dernier donne une approximation de l'amplitude moyenne des différences de chemins optiques (modulo λ) entre les voies de l'interféromètre.

La figure 3.1 présente un exemple de l'aspect de la PSF pour différentes valeurs de $\Delta\theta$. Nous constatons que la forme de la PSF s'écarte rapidement de sa valeur théorique avec le déphasage de l'instrument. La réponse de l'instrument n'étant plus maîtrisée, les propriétés d'imagerie de l'instrument se dégradent alors très rapidement.

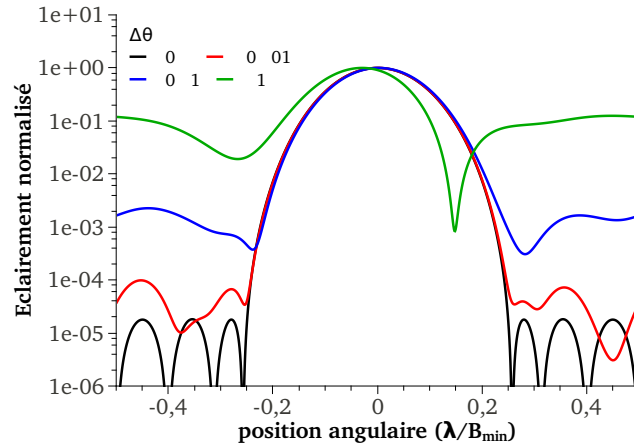


FIGURE 3.1 – Effet du déphasage sur la forme de la PSF. $\Delta\theta$ est la valeur RMS du défaut de piston.

Sur notre banc de test, nous souhaitons réaliser de l'imagerie haut contraste. La maîtrise de la forme de la PSF et notamment de sa dynamique est donc un paramètre crucial. Pour évaluer l'effet du déphasage plus précisément, j'ai testé en simulation le comportement de l'hypertélescope dans sa configuration apodisée, pour différentes valeurs de défauts de piston. La courbe présentée figure 3.2 montre la relation observée entre le

piston RMS et la dynamique moyenne des images courtes poses. Nous constatons par exemple que, pour atteindre une dynamique moyenne de l'ordre de 5000 (ce qui correspond à l'ordre de grandeur de la limitation imposée par les défauts instrumentaux), le piston RMS ne doit pas dépasser $2,5 \cdot 10^{-2} \text{ rad}$ soit $\frac{2\pi}{250} \text{ rad}$. D'un point de vue longueur de chemin optique, la longueur d'onde de travail sur notre banc de test étant proche de $1,5 \mu\text{m}$, cela signifie que l'on a :

$$OPD_{RMS} \sim 6 \text{ nm} \quad (3.12)$$

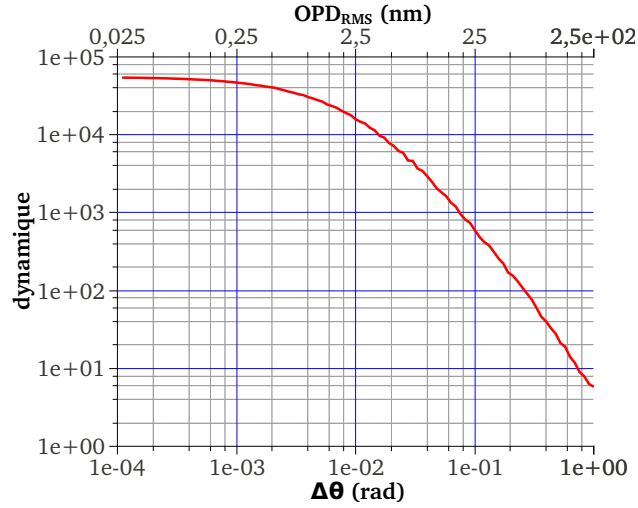


FIGURE 3.2 – Relation entre le niveau de déphasage et la dynamique moyenne des images courtes poses. La moyenne quadratique du défaut de piston est notée $\Delta\theta$. La différence de longueurs de chemins optiques associée est notée OPD_{RMS} .

Pour atteindre notre objectif d'imagerie directe à haut contraste, il est donc indispensable de limiter le déphasage à une fraction de radian près, ce qui implique de maîtriser les longueurs de chemins optiques dans l'instrument avec une précision nanométrique. On dit que l'on va *cophaser* l'instrument.

Une première méthode envisageable consiste à obtenir des valeurs de pistons nulles avant de réaliser l'image de l'objet. Pour cela nous allons tout d'abord nous placer dans le

cas d'interférences à deux ondes. On pourra alors synchroniser les franges d'interférences observées pour chaque télescope et, par exemple, son plus proche voisin. C'est ce qui a été fait pour obtenir les premiers résultats expérimentaux d'imagerie avec le banc THT [Bouyeron et al., 2010]. Cependant, comme on peut le voir sur la figure 3.3, ces résultats sont assez médiocres d'un point de vue de la dynamique. Celle-ci est en effet au mieux de l'ordre de 300 et n'est pas stable au cours du temps. Ce résultat est décevant par rapport à l'optimisation des défauts de l'instrument qui laisse entendre qu'il est possible d'obtenir des dynamiques de l'ordre de 5000 avec notre instrument. Cela ne peut être dû qu'à des différences de chemins optiques évoluant relativement vite au cours du temps. Les défauts de piston peuvent donc fluctuer pendant cette phase de synchronisation. Lors de l'acquisition de l'image a posteriori, l'instrument n'est alors plus parfaitement cophasé. Il est donc nécessaire de mettre en place un dispositif d'asservissement permettant de cophaser le système pendant l'acquisition de l'image. Afin de ne pas rendre le dispositif trop complexe en ajoutant en parallèle du système d'imagerie un dispositif de métrologie lourd, le dispositif de cophasage doit pouvoir fonctionner uniquement grâce à l'image acquise par l'instrument.

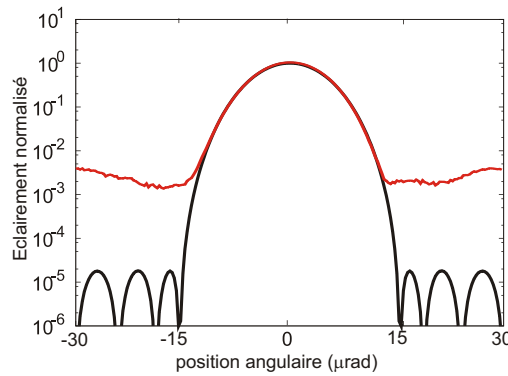


FIGURE 3.3 – PSF courte pose obtenue expérimentalement grâce à une synchronisation passive des franges d'interférence à deux ondes. L'étape de synchronisation est réalisée avant l'acquisition de l'image. Il n'y a donc aucun asservissement des longueurs de chemins optiques durant cette seconde phase. La courbe noire donne la PSF théorique de l'instrument, la rouge, donne le résultat expérimental obtenu.

Remarque sur la turbulence atmosphérique :

Dans le paragraphe précédent, nous avons considéré que l'onde incidente sur la pupille d'entrée était parfaitement plane. Ce n'est en général pas vrai, notamment si l'instrument observe l'objet à travers l'atmosphère de notre planète. En effet, l'air au dessus de l'instrument est turbulent, ce qui entraîne une déformation du plan d'onde. Cet aspect peut être décrit par le modèle de turbulence dit de Kolmogorov [Kraichnan and Spiegel, 1962]. Pour des longueurs d'onde de l'ordre du micron et des miroirs de taille importante ($> 1m$), la portion d'onde incidente sur chaque miroir élémentaire ne peut pas être considérée comme un plan d'onde, et ce même sur les meilleurs sites d'astronomie du monde. Dans le cas d'un hypertélescope, l'objet observé ne peut pas être résolu par une sous ouverture du réseau. En conséquence, les fluctuations de phase observées sur le miroir ne comportent aucune information sur l'objet et doivent être corrigées (l'énergie qui leur est associée est alors « réintégrée » à l'image) ou, à défaut éliminées (perte d'énergie), avant de coupler les différentes portions de champ collectées. La correction est réalisée grâce à la technique de l'optique adaptative [de Pater et al., 2002, Takami et al., 1998] qui permet de compenser partiellement les déformations observées. Pour éliminer les défauts résiduels et ne propager dans l'interféromètre que des plans d'onde, on peut également effectuer un filtrage spatial de l'onde (par exemple grâce à l'utilisation de fibres optiques monomodes). La déformation induite par la turbulence atmosphérique se limite alors à un défaut de piston supplémentaire qui peut être intégré dans le terme θ_k et à une fluctuation d'intensité. Il faut toutefois noter, que les fluctuations de pistons dues à la turbulence atmosphérique lors d'observations dans les longueurs d'onde optique, varient de manière très rapide. La théorie de Kolmogorov définit le temps de cohérence de la turbulence t_c comme le temps pendant lequel on observe en un point du plan pupille une variation de la turbulence de 1 rad RMS . Pour une longueur d'onde de l'ordre du micron, et dans le cas d'un bon site d'observation, ce temps est seulement de l'ordre de 25 ms . Si l'on souhaite cophaser

l'instrument de manière à avoir un déphasage de l'ordre de $0,01 \text{ rad}$, il faut alors appliquer des corrections à un rythme tel que, pendant le temps t_{Corr} entre deux corrections, les fluctuations de phase $\delta\varphi(t_{Corr})$ soient inférieures à $0,01 \text{ rad}$. t_{Corr} est alors de l'ordre de quelques microsecondes. Ce temps est extrêmement court et va poser non seulement d'importants problèmes technologiques au niveau des modulateurs de chemins optiques et des détecteurs, mais, comme nous le verrons dans le chapitre 4, va aussi limiter de manière trop importante le flux de photons collectés pour permettre de cophaser le dispositif. Ainsi, si l'on souhaite faire de l'imagerie haut contraste (ce qui demande un très bon niveau de cophasage) avec un hypertélescope, il est plus réaliste de se placer dans le cadre d'un projet spatial afin de contourner le problème de la turbulence atmosphérique. Un instrument au sol pourra, quant à lui, plus facilement présenter un réseau formé d'un grand nombre d'ouvertures et privilégiera l'imagerie d'objets moins contrastés mais présentant une géométrie plus complexe.

3.1.2 Expression analytique de la PSF du banc THT

Nous cherchons une méthode permettant d'obtenir la valeur des défauts de piston θ_{kl} existant dans l'instrument, directement à partir de l'image acquise. Commençons par calculer l'expression analytique de la PSF pour le banc THT en fonction de ces défauts. Nous sommes toujours dans le cas d'une lumière monochromatique. L'objet observé est une source ponctuelle située sur l'axe optique de l'instrument. Au niveau du coupleur, l'expression du champ optique est de la forme :

$$E_k(t') = a_k \cdot e^{j \cdot \left(\frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta_{0k} + \theta_k \right)} = a_k \cdot e^{j \cdot (2\pi \cdot k \cdot t' + \theta_k)} \quad (3.13)$$

Aux longueurs d'onde optiques, les détecteurs sont quadratiques, c'est à dire qu'ils sont sensibles à la puissance et non directement au champ. L'expression de la PSF est donc

donnée par :

$$PSF(t') = \left| \sum_k E_k \right|^2 = \left| \sum_k a_k \cdot e^{j \cdot (2\pi \cdot k \cdot t' + \theta_k)} \right|^2 \quad (3.14)$$

qui peut aussi s'écrire :

$$PSF(t') = \sum_{k=-3}^4 \sum_{l=-3}^4 \left(a_k \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot k \cdot t'} \cdot e^{j \cdot \theta_k} \times a_l \cdot e^{-j \cdot 2\pi \cdot l \cdot t'} \cdot e^{-j \cdot \theta_l} \right) \quad (3.15)$$

Soit encore :

$$PSF(t') = \sum_{k=-3}^4 \sum_{l=-3}^4 \left(a_k \cdot a_l \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot (k-l) \cdot t'} \cdot e^{j \cdot \theta_{kl}} \right) \quad (3.16)$$

A partir de cette expression, il est possible de calculer son spectre fréquentiel aussi appelé fonction de transfert $\tilde{H}(\nu)$ de l'instrument. Pour cela, nous allons utiliser la transformée de Fourier. On notera qu'ici, elle est calculée en fonction de $t' = \frac{t}{t_0} + \frac{1}{2}$. Les fréquences ν obtenues sont donc normalisées par la fréquence $\nu_{t_0} = \frac{1}{t_0}$.

La transformée de Fourier d'une fonction $f(t')$, notée $\mathcal{F}[f(t')]$, est définie par :

$$\mathcal{F}[f(t')] = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t') \cdot e^{-j2\pi\nu t'} dt' \quad (3.17)$$

La fonction de transfert du banc THT s'écrit donc :

$$\begin{aligned} \tilde{H}(\nu) = \mathcal{F}[PSF(t')](\nu) &= \mathcal{F} \left[\sum_{k=-3}^4 \sum_{l=1}^8 \left(a_k \cdot a_l \cdot e^{j \cdot 2\pi \cdot (k-l) \cdot t'} \cdot e^{j \cdot (\theta_{kl})} \right) \right] (\nu) \\ &= \sum_{k=-3}^4 \sum_{l=-3}^4 \left(a_k \cdot a_l \cdot e^{j \cdot \theta_{kl}} \cdot \mathcal{F} \left[e^{j \cdot 2\pi \cdot (k-l) \cdot t'} \right] (\nu) \right) \\ &= \sum_{k=1}^8 \sum_{l=1}^8 \left(a_k \cdot a_l \cdot e^{j \cdot \theta_{kl}} \cdot \delta(\nu - \nu_i) \right) \end{aligned} \quad (3.18)$$

avec $\nu_i = k - l$, la fréquence spatiale normalisée par ν_{t_0} associée à la base formée par le couple de télescopes (k, l) . Le spectre $\tilde{H}(\nu)$ ne présente donc que quelques contributions non nulles associées aux fréquences spatiales ν_i échantillonnées par le réseau de télescopes. Si le réseau de télescopes présente une configuration redondante, comme c'est le cas sur le

banc THT, plusieurs bases vont échantillonner la même information, et leurs contributions vont se superposer dans le spectre (cf figure 3.4).

Plaçons nous dans le cas où $i \geq 0$. Le terme spectral associé à la fréquence ν_i s'écrit :

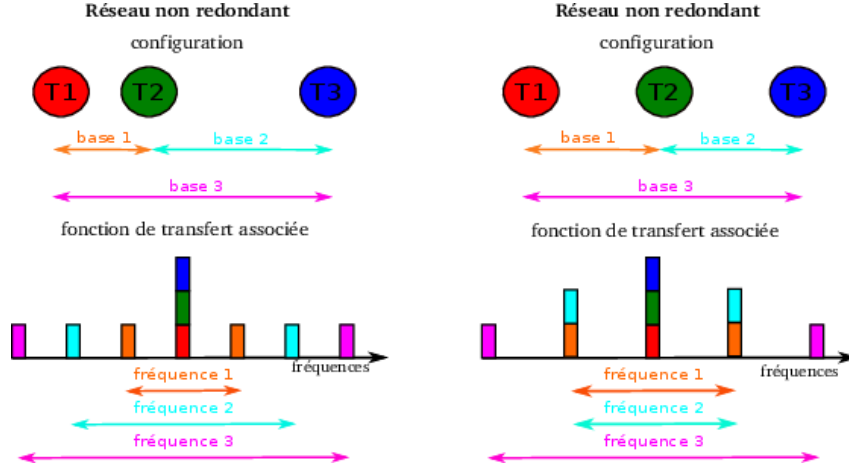


FIGURE 3.4 – Effet de la redondance du réseau sur le spectre de l'image : dans le cas d'un réseau non redondant, les contributions spectrales associées à chacune des bases du réseau sont indépendantes. Dans le cas redondant, elles se superposent.

$$\tilde{H}(\nu_i) = \sum_{k=-3}^{4-i} a_k \cdot a_{k+i} \cdot e^{j \cdot (\theta_k + \theta_{k+i})} \quad (3.19)$$

Si $i < 0$ les contributions sont identiques au signe du terme de phase près :

$$\tilde{H}(\nu_i) = \sum_{k=-3}^{4-|i|} a_k \cdot a_{k+|i|} \cdot e^{-j \cdot (\theta_k + \theta_{k+|i|})} \quad (3.20)$$

L'information présente dans les deux parties du spectre est donc identique. En pratique, nous nous limiterons à l'étude des cas où $i \geq 0$.

Nous pouvons également utiliser la représentation graphique de Fresnel (cf Fig.3.5) pour visualiser plus facilement le problème. On associe un vecteur, appelé vecteur élémentaire de la forme $a_k \cdot a_l \cdot e^{j(\theta_k - \theta_l)}$, à chaque couple de télescopes et donc à une fréquence spatiale. Si le réseau de télescopes présente des redondances, les vecteurs élémentaires associés qui possèdent une même fréquence spatiale vont s'additionner pour former un vecteur appelé

vecteur de base de module $r(\nu_i) = |\tilde{H}(\nu_i)|$ et de phase $\varphi(\nu_i) = \arg(\tilde{H}(\nu_i))$.

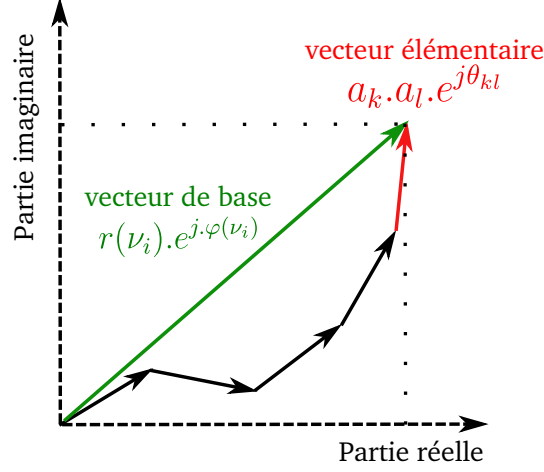


FIGURE 3.5 – Représentation de Fresnel de $\tilde{H}(\nu_i)$

Nous avons explicité analytiquement la relation liant la forme de la PSF observée expérimentalement, avec les défauts de piston. Il faut maintenant trouver une méthode permettant d'évaluer la valeur de ces termes.

3.2 Méthode « génétique »

Pour cophaser l'instrument, il faut être capable d'extraire du spectre les termes de piston θ_{kl} . Or, le système d'équations formé par les différentes contributions spectrales $\tilde{H}(\nu_i)$ n'est pas inversible et ne présente, à ma connaissance, pas de solution analytique. Il nous faut donc recourir à des méthodes itératives. Dans un premier temps, nous avons décidé de résoudre ce problème grâce à un algorithme génétique. Cette méthode permet d'obtenir des solutions approchées à un problème non inversible de manière relativement rapide. Elle semble donc bien adaptée au problème du cophasage où l'on doit corriger en continu les défauts de phase qui se créent.

3.2.1 Principe de l'algorithme génétique

Un algorithme génétique est une métaheuristique, c'est à dire une méthode générale qui fournit rapidement une solution réalisable, pas nécessairement optimale, pour un problème d'optimisation de classe NP-difficile³. Elle a été développée dans les années 1960-70, notamment à la suite des travaux de J. Holland [Holland, 1992].

Le principe d'un algorithme génétique (AG) s'inspire de la théorie de l'évolution de Darwin. Celle-ci nous dit que si un individu présente des caractéristiques qui l'avantagent dans son environnement, il aura de meilleures chances de se reproduire et ainsi de transmettre cette capacité aux générations suivantes. Par ce processus, au fil des générations, les individus vont être de mieux en mieux adaptés à leur environnement.

Dans un algorithme génétique, le problème posé constitue *l'environnement* et les *individus* en sont des solutions potentielles. Ils sont constitués d'un nombre de paramètres, appelés *chromosomes*, d'autant plus important que le problème, et donc l'environnement, est complexe. Les différentes valeurs possibles d'un même chromosome sont appelées *allèles* et l'ensemble des individus créés au même moment forment une *génération*. Lorsqu'il est confronté à l'environnement, chaque individu va donner une *réponse* qui lui est propre. Dans le cas biologique, cette réponse est très complexe puisque c'est l'existence entière de l'individu en question. C'est à partir de cette information que va travailler l'algorithme génétique.

La figure 3.6 présente un schéma d'un cycle de l'AG. Son processus de fonctionnement peut être découpé en trois séquences. La première, appelée *sélection*, consiste à évaluer la réponse des individus pour détecter ceux présentant des caractéristiques intéressantes. Pour cela, l'expérimentateur va extraire de la réponse de l'individu un certain nombre de

3. Les problèmes NP-difficiles sont des problèmes que l'on ne sait pas résoudre de manière exacte en un temps de calcul raisonnable (on parle de temps polynomial). Le problème dit du «voyageur de commerce» est un exemple de problème NP-difficile. Le curieux pourra se reporter sur [Larchevêque, 2010] pour obtenir une définition plus "mathématiques".

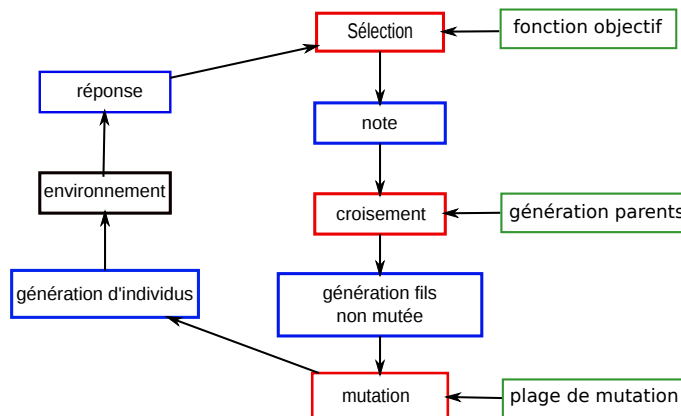


FIGURE 3.6 – Schéma de principe d'un algorithme génétique.

critères identifiés comme étant des indices d'une bonne adaptation à l'environnement. On définit pour cela une *fonction objectif* avec laquelle nous allons donner une note à chaque individu. Dans le cas biologique, cette fonction pourrait par exemple être l'espérance de vie ou le nombre d'enfants. Le choix de la fonction objectif doit être fait avec précaution car c'est essentiellement d'elle que dépend la vitesse de convergence de l'algorithme. Une partie de mon travail a donc consisté à trouver les fonctions objectifs les mieux adaptées à notre problème.

La seconde phase de l'algorithme est appelée, phase de croisement. Elle va permettre de former une nouvelle génération d'individus, appelée *génération fils*, à partir de ceux de la génération précédente, appelée *génération parent*. Les valeurs chromosomiques des individus fils sont des combinaisons des allèles des individus parents.

Finalement, la dernière phase est appelée *phase de mutation*. Elle autorise les individus de la génération fils à modifier légèrement leur valeur chromosomique de manière aléatoire. Cela permet à ces individus d'explorer des solutions non accessibles à leurs parents et ainsi de ne pas rester bloqués du fait d'un patrimoine génétique initial mal adapté à l'environnement. L'amplitude de variation des valeurs chromosomiques appliquée lors de cette phase est appelé *plage de mutation*. Nous verrons dans la suite de ce chapitre que ce paramètre doit être géré avec attention car il permet de maximiser la vitesse de

convergence de l'algorithme.

Après ces trois étapes, la nouvelle génération formée est réintroduite dans l'environnement et le processus est répété en boucle. Le processus se produisant entre le test de deux générations successives d'individus est appelé un cycle de l'algorithme.

Voyons maintenant comment cette méthode peut être adaptée à notre problème de cophasage.

3.2.2 Application au problème du cophasage

Notre objectif est de mettre en place un dispositif qui permette de cophaser l'hypertélescope, c'est-à-dire de faire tendre les valeurs de pistons θ_{kl} vers 0. Pour cela, nous allons utiliser les lignes à retard présentes sur chaque bras i de l'interféromètre afin de modifier d'une valeur algébrique notée δ_{Ci} les longueurs de chemins optiques $OPL_i(x)$ qui leur sont associées. La variable x désigne ici le cycle de l'algorithme au cours duquel est faite la mesure. D'un cycle de l'algorithme à l'autre, nous aurons donc la relation :

$$OPL_i(x+1) = OPL_i(x) + \delta_{Ci} \quad (3.21)$$

A la variation de chemin optique δ_{Ci} correspond, d'une part, une variation de phase φ_{Ci} telle que :

$$\varphi_{Ci} = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta_{Ci} \quad (3.22)$$

et d'autre part, la tension V_{Ci} à appliquer sur le modulateur de chemin optique piezo-électrique du bras i pour obtenir la variation de phase φ_{Ci} voulue. On rappelle que l'on a :

$$V_{Ci} = \varphi_{Ci} \cdot \gamma_i \quad (3.23)$$

γ_i étant une constante déterminée expérimentalement pour chaque modulateur du banc de test.

L'algorithme génétique que nous allons mettre en place a donc pour objectif de déterminer les huit valeurs de correction V_{Ci} à appliquer sur chacune des huit voies de l'interféromètre pour obtenir le cophasage. Un individu sera donc formé de huit chromosomes prenant pour valeurs V_{Ci} et l'interféromètre constituera l'environnement dans lequel il évoluera. Cet environnement est dynamique, c'est-à-dire que ses caractéristiques vont évoluer au cours du temps. En effet, du fait de vibrations, de fluctuations de température ou de pression non maîtrisées par l'expérimentateur, les longueurs de chemins optiques OPL_i vont être modifiées, d'un cycle de l'algorithme à l'autre, d'une valeur aléatoire que l'on notera $\delta\sigma_i$. On aura donc :

$$OPL_i(x+1) = OPL_i(x) + \delta_{Ci} + \delta\sigma_i \quad (3.24)$$

Ce qui donne d'un point de vue de la différence de chemins optiques entre les voies k et l :

$$OPD_{kl}(x+1) = OPD_{kl}(x) + \delta_{Ckl} + \delta\sigma_{kl} \quad (3.25)$$

en posant :

$$\delta_{Ckl} = \delta_{Ck} - \delta_{Cl} \quad (3.26)$$

$$\delta\sigma_{kl} = \delta\sigma_k - \delta\sigma_l \quad (3.27)$$

ou encore pour l'aspect phase :

$$\theta_{kl}(x+1) = \theta_{kl}(x) + \varphi_{Ckl} + \varphi\sigma_{kl} \quad (3.28)$$

en posant :

$$\varphi_{Ckl} = \varphi_{Ck} - \varphi_{Cl} \quad (3.29)$$

$$\varphi\sigma_{kl} = \varphi\sigma_k - \varphi\sigma_l \quad (3.30)$$

avec :

$$\varphi\sigma_i = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \delta\sigma_i \quad (3.31)$$

Si le processus d'asservissement était parfait, nous aurions :

$$\varphi_{Ckl} = -\theta_{kl}(x) \quad (3.32)$$

et donc :

$$\theta_{kl}(x+1) = \varphi\sigma_{kl} \quad (3.33)$$

Ce qui nous montre que le dispositif d'asservissement, aussi bon soit-il ne peut pas parfaitement cophaser l'instrument dans un environnement turbulent. Nous devons donc nous placer dans un cas quasi statique, c'est à dire pour lequel $\varphi\sigma_{kl}$ est très faible. Pour cela, nous avons tout d'abord limité les instabilités de l'instrument en enfermant l'interféromètre dans une enceinte isolante d'un point de vue acoustique et thermique (cf figure 3.7). Afin d'aller plus loin, il nous faut également jouer sur le fait que $\varphi\sigma_{kl}$ est, en valeur absolue, une fonction croissante du temps d'exécution T_0 d'un cycle de l'algorithme. En réduisant, T_0 nous nous rapprochons donc du cas statique. Pour l'algorithme génétique, cela implique de limiter fortement le nombre d'individus formant une génération. En effet, la valeur de T_0 est presque uniquement fonction du temps d'acquisition d'une image courte pose t_0 . Or le test de chaque individu implique l'acquisition d'une image. T_0 va donc croître quasi linéairement avec le nombre d'individus. Afin d'avoir $T_0 \sim 1$ s (cette valeur est choisie empiriquement), j'ai donc limité la taille d'une génération à cinq individus.

Nous allons voir que ceci a une seconde conséquence sur l'algorithme génétique. En effet, le temps T_0 étant réduit, cela implique qu'une solution au problème doit être trouvée plus rapidement que précédemment. Nous dirons que la *vitesse de convergence* de l'algo-

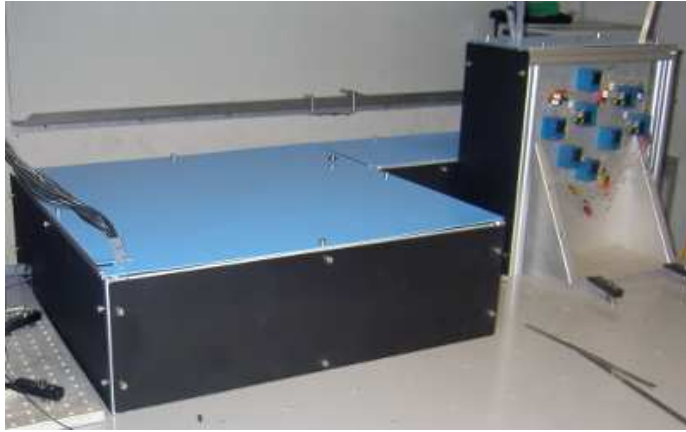


FIGURE 3.7 – Enceinte d’isolation acoustique et thermique de l’interféromètre

ritme doit être maximisée. Pour réaliser cela, nous pouvons jouer sur certains paramètres lors de chacune des phases de l’AG.

Pour l’étape d’évaluation, le choix de la fonction objectif doit être fait avec précaution. En effet, la valeur obtenue grâce à celle-ci doit, en tout premier lieu, être le mieux possible corrélée au niveau de déphasage existant sur l’instrument. De cette manière on s’assure que le processus converge bien vers l’état cophasé. D’autre part, s’il est possible de définir plusieurs fonctions objectifs assurant la convergence, nous pourrions effectuer des tests en simulation afin de privilégier celle qui permet de maximiser la vitesse de convergence de l’algorithme.

Pour la phase de croisement, j’ai choisi de n’autoriser que les deux meilleurs individus d’une génération à se reproduire. Le processus de sélection est alors poussé à l’extrême de manière à avoir une adaptation forte des individus dès les premières générations. Ce choix a été fait de manière empirique et n’est probablement pas optimal. Il a cependant prouvé son efficacité dans le domaine de l’élevage d’animaux de compétition. En effet, dans ce milieu, seul un nombre très restreint d’individus présentant un très fort potentiel sont des reproducteurs. Cela permet de créer, à l’échelle de quelques générations, une lignée d’individu extrêmement performante dans un domaine précis. Dans le cas de notre algorithme, nous pouvons même faire un choix supplémentaire qui est de systématiquement

conserver, dans la nouvelle génération, les individus parents de la génération précédente. Ceci nous permet de limiter les risques de régression d'une génération à la suivante. Enfin, pour l'étape de mutation, la plage de mutation doit voir sa valeur évoluer au cours du processus de cophasage de manière intelligente. En effet, lorsque l'instrument est loin du cophasage, la plage de mutation doit être importante pour permettre de tester des solutions diverses. Au contraire, lorsque l'on se rapproche du cophasage, on sait que l'individu optimum se trouve dans une zone très proche ; la plage de mutation à appliquer doit donc être plus faible. Dans cette partie, nous chercherons donc des stratégies permettant d'ajuster au mieux ce paramètre.

Remarque sur le découpage des chromosomes en gènes

Historiquement, dans beaucoup d'algorithmes génétiques, les valeurs chromosomiques sont écrites sous forme binaire, chaque bit constituant un gène du chromosome [Mitchell, 1998]. Ce découpage est là pour retranscrire plus fidèlement ce qui est observé dans la nature que dans le cas où l'on utilise un simple chromosome. Dans cette description, chaque gène a une probabilité de muter et donc de changer de valeur (0 devient 1 et 1 devient 0). Il existe cependant des doutes importants [Deb, 2000, Herrera et al., 1998] sur le fait que cette méthode améliore l'efficacité de l'algorithme. Initialement, j'ai tenté d'utiliser ce type de découpage dans mon programme. J'ai cependant constaté, dans le cas de notre problème de cophasage, qu'il rend le processus beaucoup moins efficace que lorsque la valeur chromosomique est écrite de manière décimale. Cela semble dû au fait que l'écriture binaire rend parfois le phénomène de mutation non homogène. Considérons par exemple un chromosome prenant pour valeur : 10110000. Dans le cas où la mutation ne s'exerce que sur ses 4 derniers gènes (0000), la mutation entraînera forcément une

croissance de la valeur chromosomique, ce qui empêchera l'exploration de certaines zones de solutions.

3.2.3 Cophasage sur une source ponctuelle : Algorithme 1

Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés au cophasage de l'instrument lors de l'observation d'une source ponctuelle. Ce cas peut être utile pour la détection d'exoplanètes. En effet, comparativement à son étoile, une planète est très faiblement lumineuse aux longueurs d'onde visible. Or, si l'on réalise cette même observation pour $\lambda \sim 10\mu m$, le rapport d'intensité est cette fois-ci moins critique (on passe d'environ $1 : 10^9$ à $1 : 10^6$). De ce fait, notre idée première était de cophaser l'instrument aux longueurs d'onde visible (où l'objet est une source ponctuelle) et observer simultanément le compagnon aux longueurs d'onde infrarouge.

Choix de la fonction objectif F_1

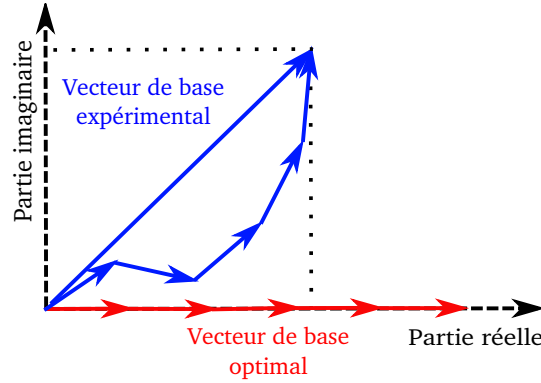


FIGURE 3.8 – Comparaison à la fréquence ν_i de la réponse spectrale optimale et de celle d'un instrument déphasé

Lors du cophasage sur une source ponctuelle, la géométrie de l'objet est connue et donc, la réponse idéale de l'instrument l'est aussi. Nous nous placerons dans le cas où l'étoile de référence se trouve au centre de l'image. La comparaison entre les réponses

expérimentales et la réponse idéale (cf fig.3.8) permet d'évaluer la qualité des individus testés. On pourra prendre comme fonction objectif l'une des expressions suivantes :

$$F_{1a} = \sum_i \left(\Re[\tilde{H}_{opt}(\nu_i)] - \Re[\tilde{H}_{exp}(\nu_i)] \right)^2 + \left(\Im[\tilde{H}_{opt}(\nu_i)] - \Im[\tilde{H}_{exp}(\nu_i)] \right)^2 \quad (3.34)$$

$$F_{1b} = \sum_i \left(\Re[\tilde{H}_{opt}(\nu_i)] - \Re[\tilde{H}_{exp}(\nu_i)] \right)^2 \quad (3.35)$$

avec $\tilde{H}_{opt}(\nu_i)$ et $\tilde{H}_{exp}(\nu_i)$, respectivement les contributions spectrales optimales et expérimentales associées à la fréquence spatiale ν_i et $\Re(z)$ et $\Im(z)$ les notations des parties réelle et imaginaire du terme complexe z . Nous ne définirons pas de fonction objectif n'utilisant que la partie imaginaire du spectre car cette condition ne suffit pas à assurer le cophasage de l'instrument. En effet, comme nous pouvons le voir figure 3.9, un vecteur de base peut avoir une partie imaginaire nulle (donc $\Im[\tilde{H}_{exp}(\nu_i)] = \Im[\tilde{H}_{opt}(\nu_i)]$) sans pour autant être égale au vecteur optimal. Le cophasage est obtenu par une minimisation de la valeur de la note donnée par la fonction objectif.

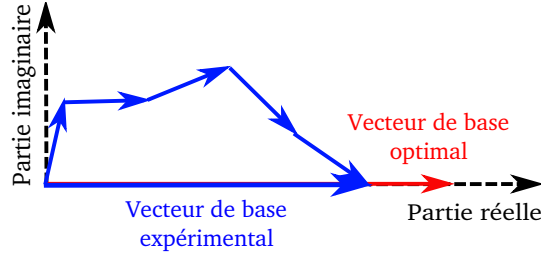


FIGURE 3.9 – Exemple de vecteur de base différent du vecteur optimal, dont la partie imaginaire est nulle

Afin de déterminer quelle fonction est la plus efficace, j'ai testé leur comportement respectif en simulation. Pour cela, j'ai modélisé un hypertélescope similaire au banc THT mais ne présentant aucun défaut instrumental (apodisation, polarisation,...). Cet instrument va générer les images courtes poses (normalement fournies par le banc THT) à partir desquelles travaille l'algorithme de cophasage. Les paramètres de la simulation sont les

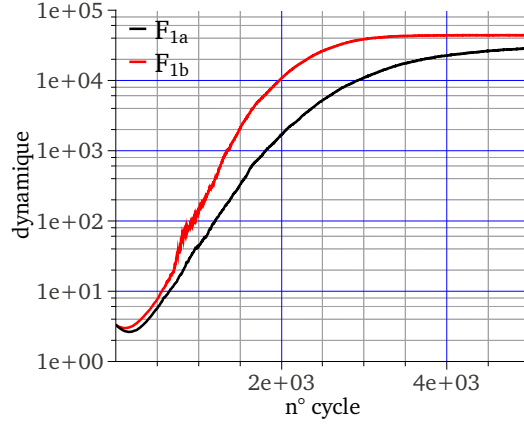


FIGURE 3.10 – Comparaison de l'évolution moyenne de la dynamique au cours du processus de cophasage observée avec l'algorithme 1 suivant la fonction objectif utilisée.

suivants :

- Les valeurs initiales de piston (cycle 0) sont tirées aléatoirement entre $-\pi$ et π . Elles sont identiques pour les deux fonctions objectifs et ne fluctuent pas au cours du temps (environnement stationnaire).
- Une génération comporte cinq individus dont deux parents.
- La plage de mutation a une valeur fixe de $\pm 5.10^{-3} \text{ rad.cycle}^{-1}$.
- Le nombre de cycles de cophasage est de 5000.

La dynamique de la PSF est mesurée à partir des images courtes poses fournies par l'hypertélescope après chaque cycle de cophasage. La courbe d'évolution de la dynamique au cours du processus ainsi obtenue va nous permettre d'évaluer l'efficacité respective des deux fonctions objectifs testées. Afin d'affiner cette mesure, la simulation est répétée un millier de fois, ce qui nous permet de calculer l'évolution moyenne de la dynamique. Cette courbe est formée par les points de valeurs égales à la valeur moyenne de la dynamique pour un cycle donné. Elle est visible figure 3.10. Les résultats obtenus indiquent clairement que la fonction F_{1b} permet un cophasage plus efficace puisque, la courbe qui lui est associée reste toujours supérieure à celle associée à F_{1a} . Elle devra donc être utilisée préférentiellement sur notre banc de test.

Gestion de la taille de la plage de mutation : estimateur E_1

Tout d'abord, il nous faut définir précisément ce qu'est la plage de mutation. Nous avons vu précédemment que, lors de la phase de mutation, les informations chromosomiques des individus fils nouvellement formés peuvent être légèrement modifiées. Dans notre AG, la valeur de cette altération est tirée aléatoirement dans l'intervalle $[-m/2; m/2]$. Cet intervalle constitue la *plage de mutation* de l'algorithme et le paramètre m , fixé par l'expérimentateur, est appelé *taille de la plage de mutation*. Nous allons voir maintenant que cette taille doit être ajustée avec attention, car elle influe fortement sur le comportement de l'AG.

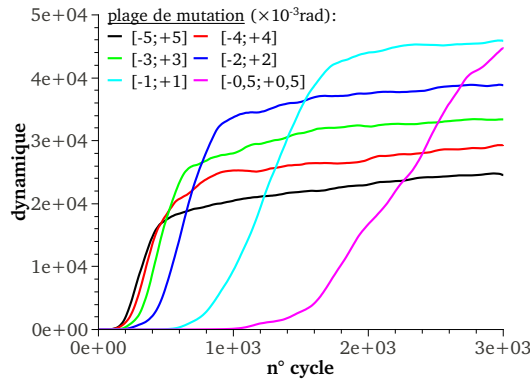


FIGURE 3.11 – Simulation de l'évolution moyenne de la dynamique en fonction de la taille de la plage de mutation. Les défauts de piston à corriger prennent des valeurs aléatoires comprises entre $-\pi$ et $+\pi$ qui n'évoluent pas au cours du processus.

La figure 3.11, obtenue en simulation, montre l'évolution moyenne de la dynamique pour différentes tailles de plage de mutation. Nous constatons qu'une plage de grande taille permet d'augmenter rapidement la dynamique au début du processus (lorsque les défauts de piston sont importants) mais devient inefficace lorsque l'on s'approche de l'état cophasé. Le phénomène inverse est observé pour une plage de petite taille.

Ceci met en évidence le fait qu'il est nécessaire, si l'on souhaite optimiser la vitesse de convergence de l'algorithme, que la taille de la plage de mutation décroisse au fur et à

mesure de l'avancée du processus de cophasage. Pour réaliser cela, une méthode consiste à corréler ce paramètre à la valeur du piston RMS $\Delta\theta$. La figure 3.12, obtenue en simulation, montre que dans ces conditions, la convergence est maximale lorsque la plage de mutation est comprise entre 1 et 2 fois $\Delta\theta$.

Il nous faut donc dans un premier temps trouver un moyen d'estimer la valeur de $\Delta\theta$

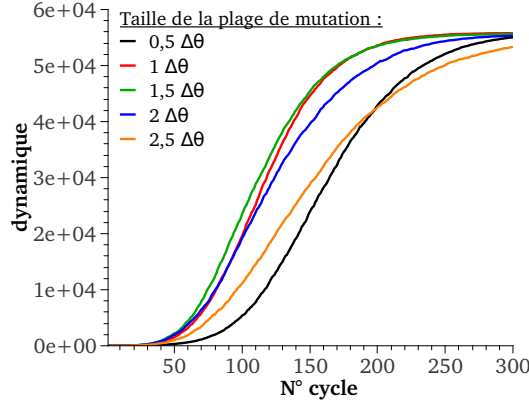


FIGURE 3.12 – Simulation de l'évolution moyenne de la dynamique avec l'algorithme 1 lorsque la taille de la plage de mutation est proportionnelle à $\Delta\theta$. Différents coefficients de proportionnalité sont testés.

directement à partir de la PSF. Afin d'y parvenir de manière simple, nous allons nous autoriser un certain nombre de simplifications. Nous pouvons tout d'abord faire l'hypothèse que :

$$\theta_k - \theta_{k+i} \sim \Delta\theta \quad (3.36)$$

quel que soit k et i . Les différentes contributions spectrales de la fonction de transfert peuvent alors être approximées par :

$$\tilde{H}_{exp}(\nu_i) \sim e^{j\Delta\theta} \sum_{k=0}^{8-i} a_k \cdot a_{k+i} \quad (3.37)$$

En prenant la partie réelle de ce terme, nous obtenons :

$$\Re(\tilde{H}_{exp}(\nu_i)) \sim \cos(\Delta\theta) \cdot \sum_{k=0}^{8-i} a_k \cdot a_{k+i} \quad (3.38)$$

Finalement, en faisant un développement limité à l'ordre 2 de la fonction cosinus lorsque $\Delta\theta$ est petit, nous obtenons, l'estimateur E_1 :

$$E_1(\nu_i) = \sqrt{2 \left(1 - \left(\frac{\Re(\tilde{H}_{exp}(\nu_i))}{\sum_{k=0}^{8-i} a_k \cdot a_{k+i}} \right) \right)} \sim \Delta\theta \quad (3.39)$$

Cette estimation peut être réalisée pour chacune des fréquences spatiales ν_i échantillonnées par la pupille d'entrée de l'instrument (sauf la fréquence nulle qui ne contient pas d'information sur les valeurs de piston). Nous calculerons la moyenne $\overline{E_1}$ de ces valeurs pour améliorer la qualité de l'estimation.

La figure 3.13, montre la corrélation entre $\overline{E_1}$ et $\Delta\theta$. Pour $\Delta\theta < 1 \text{ rad}$, $\overline{E_1}$ est compris entre 1 et 1,5 $\Delta\theta$. L'estimateur respecte donc le critère fixé précédemment et nous assure une convergence maximale de l'algorithme.

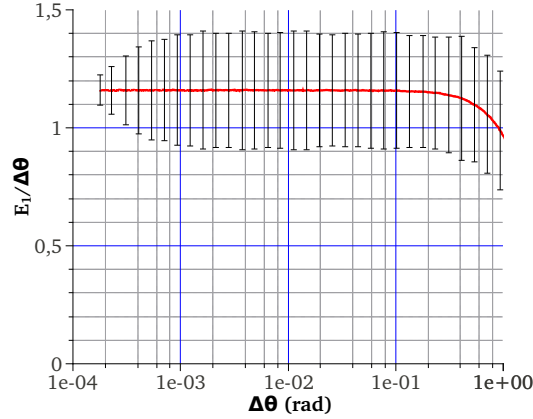


FIGURE 3.13 – Mise en évidence de la corrélation entre l'estimateur E_1 et $\Delta\theta$. La courbe est obtenue en simulation à partir de 1000 mesures pour chaque point. La barre d'erreur est donnée à 1 sigma.

Résultats

L'algorithme 1 a été mis en place sur le banc THT afin de valider expérimentalement son efficacité. La courbe de gauche sur la figure 3.14 montre un exemple de résultat obtenu. On peut observer deux phases sur l'évolution de la dynamique. Tout d'abord

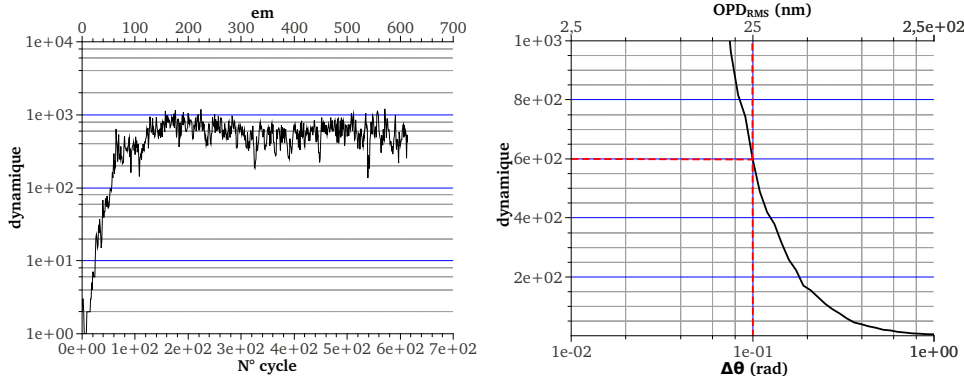


FIGURE 3.14 – Résultats expérimentaux de cophasage avec l’algorithme 1 : la figure de gauche présente l’évolution de la dynamique sur un temps de 10 *min*. La figure de droite, évalue le niveau de cophasage obtenu à partir de la dynamique moyenne observée.

l’algorithme permet d’améliorer la qualité de la PSF jusqu’à observer une dynamique de l’ordre de $6 \cdot 10^2$. D’après la courbe de droite de la figure 3.14, cela correspond à un niveau de défaut de piston RMS de l’ordre de $0,1 \text{ rad}$, soit pour une longueur d’onde de $1,5 \mu m$, à des différences de longueurs de chemins optiques d’environ 25 nm . Cette phase d’initialisation demande à l’algorithme une centaine de cycles, soit, sur notre banc de test, environ deux minutes. L’algorithme permet ensuite de maintenir ce niveau de dynamique sur une longue durée. La figure 3.15 montre d’ailleurs une PSF obtenue par intégration d’images courtes poses sur un temps d’acquisition de 8 minutes. Elle présente une dynamique proche de $1 \cdot 10^3$, ce qui démontre que l’asservissement mis en place permet d’obtenir sur l’hypertélescope une stabilité suffisante pour faire de l’imagerie longue pose.

3.2.4 Cophasage sur un objet de géométrie inconnue : Algorithme 2

La méthode présentée ci dessus n’est pas complètement satisfaisante puisqu’elle limite la possibilité d’imagerie à un type d’objet très précis. D’autre part, l’observation simultanée de l’objet dans deux domaines de longueur d’onde différents augmente la complexité de l’instrument par l’ajout de nouveaux composants optiques qui vont amener des défauts

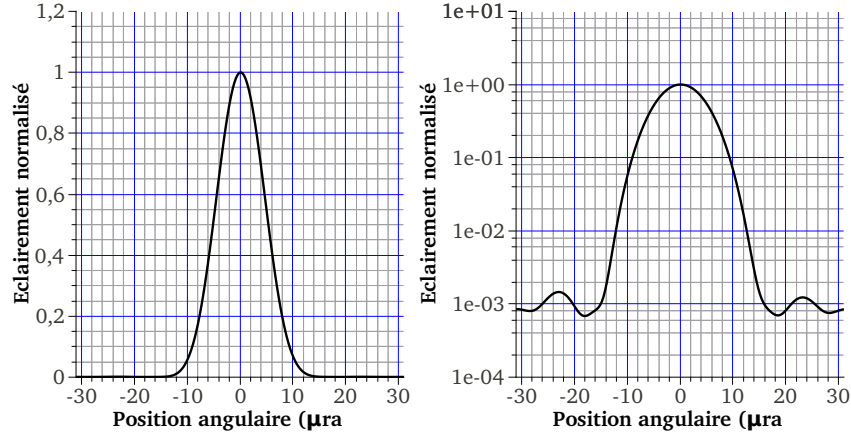


FIGURE 3.15 – PSF longue pose obtenue expérimentalement. Le temps de pose est d'environ 8 minutes. Elle est formée grâce à l'addition d'environ 2500 images courte pose obtenues en 8 minutes. Les résultats sont présentés en échelle linéaire à gauche et logarithmique à droite.

instrumentaux supplémentaires. Nous avons donc cherché à développer une technique de cophasage lors de l'observation d'un objet de géométrie quelconque et non connue de l'expérimentateur.

Choix de la fonction objectif F_2

Soit un objet présentant une distribution d'intensité lumineuse O . L'image I obtenue lors de l'observation de cet objet est égale à :

$$I = O * PSF \quad (3.40)$$

et à la fréquence (ν) son spectre vaut :

$$\tilde{I}(\nu) = \tilde{O}(\nu) \cdot \tilde{H}(\nu) \quad (3.41)$$

La géométrie de l'objet étant inconnue, $\tilde{O}(\nu)$ l'est aussi. De ce fait, nous ne connaissons pas non plus la valeur de $I(\nu)$ lorsque l'instrument est parfaitement cophasé. Il faut donc

trouver une fonction objectif qui donne un critère de sélection des individus indépendant de la géométrie de l'objet observé.

Intéressons-nous d'abord à la fonction de transfert $\tilde{H}(\nu_i)$ de l'instrument. Dans le cas

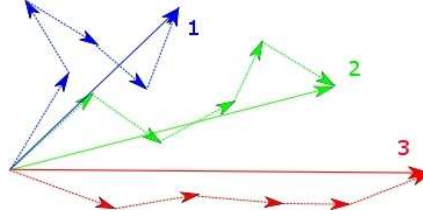


FIGURE 3.16 – Relation entre $\tilde{H}_{exp}(\nu_i)$ et le niveau de cophasage : 1. Faible cophasage ; 2. cophasage moyen ; 3. bon cophasage.

d'un réseau présentant une configuration redondante, nous pouvons observer grâce à la représentation de Fresnel (cf fig.3.16) que le module des vecteurs de base est d'autant plus grand que les vecteurs élémentaires sont colinéaires. Or, cette configuration correspond à celle d'un instrument parfaitement cophasé, à la différence près que dans ce cas, les vecteurs de base résultant présentent une phase nulle. Le fait d'avoir une phase non nulle, se traduit simplement par un glissement de la position du pic central sur l'image. La forme de la PSF reste cependant la même et l'objet observé est correctement retranscrit. L'instrument peut donc toujours être considéré comme cophasé. La croissance des modules des vecteurs de base est donc un marqueur de l'amélioration du niveau de cophasage du dispositif.

De plus, la valeur $\tilde{O}(\nu_i)$ étant indépendante de l'état de l'instrument, $\tilde{I}(\nu_i)$ a un comportement similaire à $\tilde{H}(\nu_i)$. Nous pouvons donc choisir comme fonction objectif :

$$F_2 = \sum_i |\tilde{I}_{exp}(\nu_i)| \quad (3.42)$$

Pour tendre vers le cophasage, la note obtenue grâce à cette fonction devra être maximisée. Nous garderons cependant en mémoire le fait que la position de l'objet sur l'image est un paramètre libre qui peut varier d'une image courte pose à l'autre, lors de l'utilisation de

cette fonction objectif.

Gestion de la taille de la plage de mutation : estimateur E_2

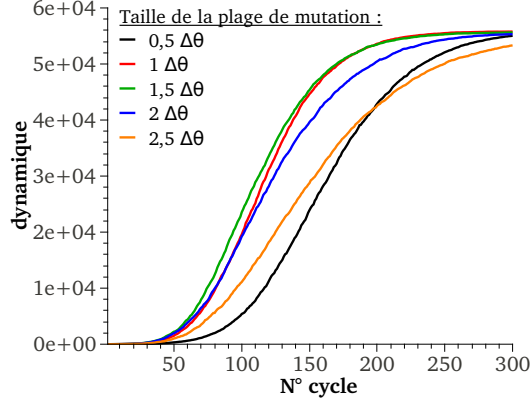


FIGURE 3.17 – Simulation de l'évolution moyenne de la dynamique avec l'algorithme 2 lorsque la taille de la plage de mutation est proportionnelle à $\Delta\theta$.

Comme dans le cas du cophasage sur une source ponctuelle, j'ai cherché à mettre en place un estimateur permettant d'améliorer la vitesse de convergence de l'algorithme. La figure 3.17, obtenue en simulation, nous montre que, comme précédemment, la convergence de l'algorithme est maximale lorsque la taille de la plage de mutation est comprise entre une et deux fois le piston RMS $\Delta\theta$. Cette fois-ci cependant, la réponse $\tilde{I}_{opt}(\nu)$ de l'instrument lorsqu'il est parfaitement cophasé n'est pas connue. Nous allons faire l'hypothèse que, à l'ordre 1, l'objet observé peut être considéré comme une source ponctuelle, ce qui revient à dire d'un point de vue du spectre de l'image obtenue, que :

$$\tilde{I}_{opt}(\nu_i) \sim \tilde{H}_{opt}(\nu_i) \quad (3.43)$$

Cette approximation est justifiée dans le cadre de notre banc de test, puisque nous cherchons à observer un système binaire fortement déséquilibré, mais elle ne pourra pas être appliquée pour un objet de géométrie quelconque.

Il nous faut maintenant définir un estimateur qui soit valide lorsque la position de l'objet

est un paramètre libre, ce qui n'est pas le cas avec E_1 . Pour obtenir cette propriété, nous allons cette fois-ci utiliser le module du spectre de l'image qui est invariant par translation de l'objet dans le champ de l'instrument.

Comme nous l'avons vu précédemment, chaque vecteur de base de phase $\varphi(\nu_i)$ est constitué d'une somme de vecteurs élémentaires décrits par leur module :

$$a_{k;k+i} = a_k \cdot a_{k+i} \quad (3.44)$$

et leur phase :

$$\theta_{k;k+i} = \theta_k - \theta_{k+i} \quad (3.45)$$

Ils vont donc apporter au vecteur de base, une contribution

$$a'_{k;k+i} = a_{k;k+i} \cdot \cos(\theta_{k;k+i} - \varphi(\nu_i)) \quad (3.46)$$

dans la direction $\varphi(\nu_i)$ (cf fig.3.18).

Lorsque l'instrument approche du cophasage, ces vecteurs ont une phase proche de $\varphi(\nu_i)$.

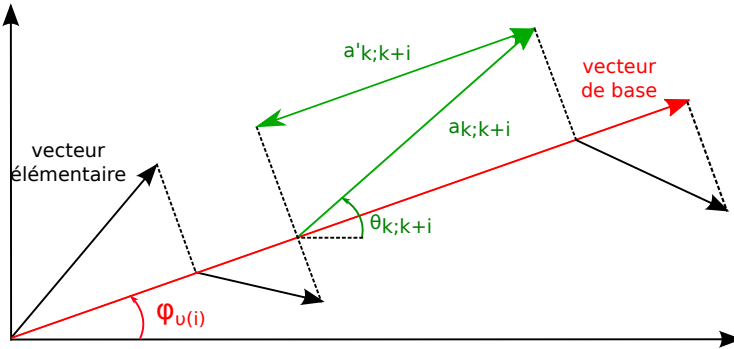


FIGURE 3.18 – Décomposition du vecteur de base selon la direction $\varphi(\nu_i)$. Le vecteur de base est formé par la somme des contributions $a'_{k;k+i}$ dans la direction $\varphi(\nu_i)$ et l'on a : $a'_{k;k+i} = a_{k;k+i} \cdot \cos(\theta_{k;k+i} - \varphi(\nu_i))$

Nous pouvons alors faire l'hypothèse que la distribution de ces valeurs de phase se fait de manière homogène dans l'intervalle $[\varphi(\nu_i) - \Delta\theta; \varphi(\nu_i) + \Delta\theta]$. La contribution moyenne

$\overline{a'_{k;k+i}}$ de chaque vecteur élémentaire peut alors être estimée par :

$$\overline{a'_{k;k+i}} \sim \frac{1}{2\Delta\theta} \int_{\varphi(\nu_i)-\Delta\theta}^{\varphi(\nu_i)+\Delta\theta} a_k \cdot a_{k+i} \cdot \cos(\theta_{k;k+i} - \varphi(\nu_i)) d\theta_{k;k+i} \quad (3.47)$$

En intégrant, nous obtenons :

$$\overline{a'_{k;k+i}} \sim \text{sinc}(\Delta\theta) \cdot a_k \cdot a_{k+i} \quad (3.48)$$

Le module du spectre à la fréquence spatiale ν_i peut donc être approximé par :

$$|\tilde{H}_{exp}(\nu_i)| = \sum_{k=0}^{8-i} a'_{k;k+i} \sim \text{sinc}(\Delta\theta) \cdot \sum_{k=0}^{8-i} a_k \cdot a_{k+i} \quad (3.49)$$

et si $\Delta\theta$ tend vers 0, nous pouvons faire un développement limité de $\text{sinc}(\Delta\theta)$, ce qui conduit à :

$$|\tilde{H}_{exp}(\nu_i)| \sim \left(1 - \frac{(\Delta\theta)^2}{6}\right) \cdot \sum_{k=0}^{8-i} a_k \cdot a_{k+i} \quad (3.50)$$

L'estimateur $E_2(\nu_i)$ peut alors être défini tel que :

$$E_2(\nu_i) = \sqrt{6 \cdot \left(1 - \left(\frac{|\tilde{H}_{exp}(\nu_i)|}{\sum_{k=0}^{8-i} a_k \cdot a_{k+i}}\right)\right)} \sim \Delta\theta \quad (3.51)$$

Comme dans le cas de l'estimateur 1, nous pouvons calculer $\overline{E_2}$, la valeur moyenne de E_2 sur les fréquences ν_i échantillonnées.

Finalement, j'ai testé cet estimateur en simulation dans le cas de l'observation d'une source ponctuelle. Nous pouvons voir figure 3.19 que, pour $\Delta\theta < 1$, la condition de maximisation de la convergence de l'algorithme, $\Delta\theta \leq E_2 \leq 2 \cdot \Delta\theta$ est bien respectée. Cet estimateur est donc adapté pour notre banc de test, mais ne permettra pas de maximiser la vitesse de convergence dans le cas d'un objet de géométrie quelconque.

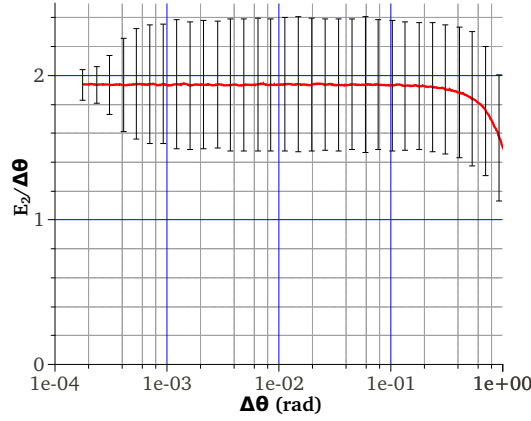


FIGURE 3.19 – Mise en évidence de la corrélation entre l’estimateur E_2 et $\Delta\theta$. La courbe est obtenue en simulation à partir de 1000 mesures pour chaque point. La barre d’erreur est donnée à 1 sigma. Les mesures sont effectuées dans le cas de l’observation d’une source ponctuelle.

Résultats

L’algorithme 2 a été mis en place sur le banc de test où j’ai pu le tester expérimentalement dans le cas de l’observation d’une source ponctuelle, mais aussi sans le cas d’un système binaire présentant un déséquilibre photométrique ajustable entre ses deux composantes. J’ai pu vérifier qu’il permet bien dans tous les cas de cophaser suffisamment l’instrument pour visualiser correctement l’objet observé.

La figure 3.20 présente notamment l’image longue pose (10 min) d’un système binaire déséquilibré. Le compagnon faiblement brillant de l’étoile est parfaitement visible. Le rapport d’intensité (1 :200) entre les deux étoiles ainsi que leur écart angulaire ($\sim 25 \mu rad$) sont convenablement retranscrits.

3.2.5 Conclusions

Dans cette partie, nous avons donc validé expérimentalement la possibilité de cophaser un système de type hypertélescope à mieux que $\frac{\lambda}{50}$, grâce à un « simple » algorithme génétique. Ceci nous a permis d’obtenir des images directes présentant une dynamique de l’ordre de 1.10^3 , ce qui constitue un premier résultat intéressant qui démontre la viabilité

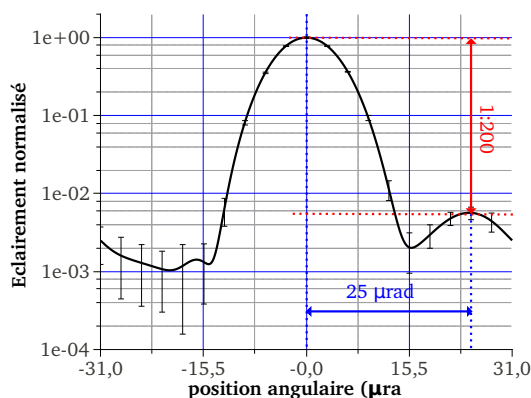


FIGURE 3.20 – Image expérimentale longue pose (10 min) d’un système binaire présentant une dynamique d’environ 200 obtenue avec l’algorithme 2.

de notre dispositif.

Les deux algorithmes mis en place présentent des performances similaires, comme nous pouvons le voir figure 3.21. Cependant, l’algorithme 2 permet d’obtenir ce résultat sur un objet de géométrie inconnue. Il doit de ce fait être privilégié.

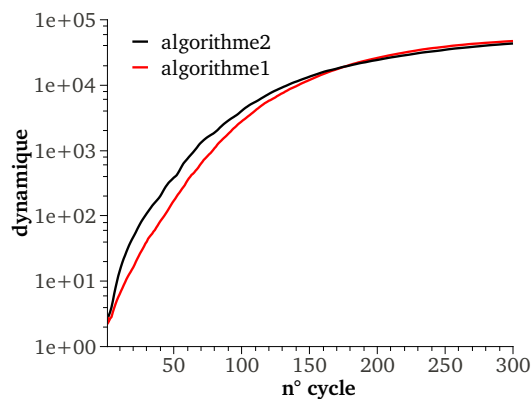


FIGURE 3.21 – Comparaison des résultats obtenus avec les deux algorithmes dans le cas du cophasage sur une source ponctuelle. Ces résultats ont été obtenus en simulation.

Ces résultats restent cependant perfectibles puisque, d’une part, la vitesse de convergence de l’algorithme 2 n’est pas optimisée dans le cas de l’observation d’un objet complexe, et d’autre part, les niveaux de dynamique obtenus restent un peu décevants par rapport à l’estimation qui en été faite dans le chapitre précédent. En effet, pour un ins-

trument parfaitement cophasé, simplement limité par ses défauts instrumentaux (polarisation, apodisation, ...), nous avons déterminé que la dynamique devrait être de l'ordre de 1.10^4 . Notre banc expérimental est donc probablement encore limité par les défauts de piston.

La figure 3.22 montre d'ailleurs que l'évolution de la dynamique est très similaire à celle, obtenue en simulation, d'un instrument ne présentant pas de défauts instrumentaux et qui serait simplement limité par des fluctuations de longueurs de chemins optiques de l'ordre de 4 nm (en moyenne) entre chaque test d'individus ($t_0 = 0,2\text{ s}$ par individu). Nous pouvons en conclure que le dispositif d'asservissement n'est pas suffisamment rapide et laisse les défauts de phase se propager dans l'instrument. Si nous voulons obtenir de meilleures dynamiques, il faut donc soit augmenter la réactivité de l'algorithme (ce qui demande de le repenser entièrement), soit augmenter la vitesse de test des individus afin de limiter les instabilités instrumentales entre chaque cycle de cophasage.

Dans un premier temps, le matériel utilisé sur le banc THT m'a permis d'augmenter légèrement la vitesse de fonctionnement de l'hypertélescope. J'ai ainsi pu tester 10 individus par seconde ($t_0 = 0,1\text{ s}$) plutôt que 5. Les performances obtenues ne sont cependant que faiblement améliorées. J'ai donc cherché à modifier l'algorithme de cophasage afin de le rendre plus efficace.

3.3 Méthode génétique couplée à la diversité de phase

3.3.1 Principe de l'algorithme 3

Le schéma 3.23 montre le fonctionnement du processus de cophasage utilisé jusqu'à présent. Un cycle d'asservissement se découpe en deux phases : l'une consiste au test des individus directement sur l'instrument, et l'autre, à l'interprétation des résultats et à la proposition de nouvelles corrections grâce à un algorithme génétique. La première phase est beaucoup plus lente ($\sim 10\text{ ind/s}$) que la seconde.

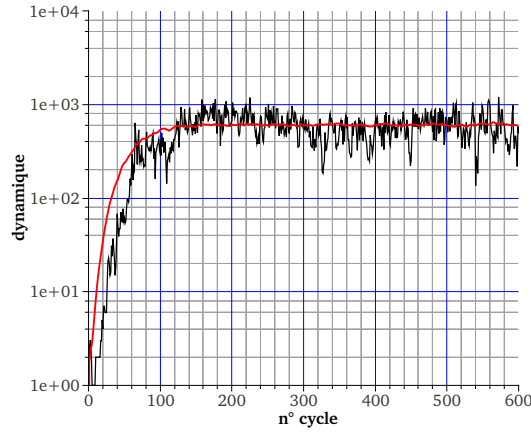


FIGURE 3.22 – Limitation du cophasage par les instabilités instrumentales. La courbe noire présente l'évolution de la dynamique observée expérimentalement dans le cas de l'observation d'une source ponctuelle. La courbe rouge présente cette même évolution obtenue en simulation dans le cas d'un interféromètre soumis à des fluctuations de longueur de chemin optique de 4 nm en moyenne entre chaque test d'individus.

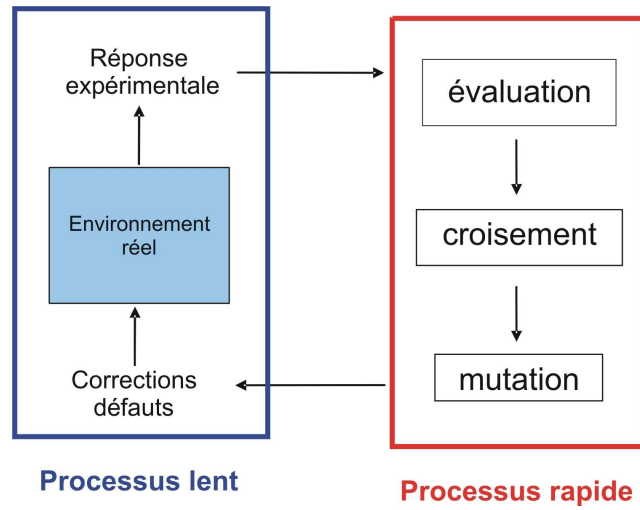


FIGURE 3.23 – Description d'un cycle d'asservissement dans le cas de la méthode génétique.

Avec la méthode génétique, nous cherchons par tâtonnement les corrections V_{Ci} à appliquer au système pour le cophaser. Il est donc nécessaire de tester un nombre important d'individus pour fournir des valeurs de correction performantes. Or, comme cette phase demande un temps relativement long, cela implique que l'algorithme mis en place est assez peu réactif, et donc que le niveau de cophasage obtenu n'est pas extrêmement bon.

Pour améliorer ces performances, nous allons définir un nouvel algorithme (cf figure 3.24) dont l'objectif est de minimiser le nombre d'appels à la phase lente, et ainsi d'augmenter la réactivité du dispositif de cophasage. Nous allons cette fois-ci chercher à évaluer les défauts de piston θ_{kl} de l'instrument plutôt que les valeurs de corrections V_{Ci} . Nous ferons dans un premier temps un appel à la phase lente de l'algorithme. A partir des données obtenues, nous calculerons un critère de référence χ^{ref} (nous verrons comment le définir dans le prochain paragraphe). Ce terme constitue une signature spécifique des défauts de piston dans l'interféromètre. L'idée est ensuite de retrouver en simulation (phase de calculs rapides) les valeurs de piston θ_{kl} qui conduisent à la réponse χ^{ref} . Pour cela, nous allons réutiliser un algorithme génétique.

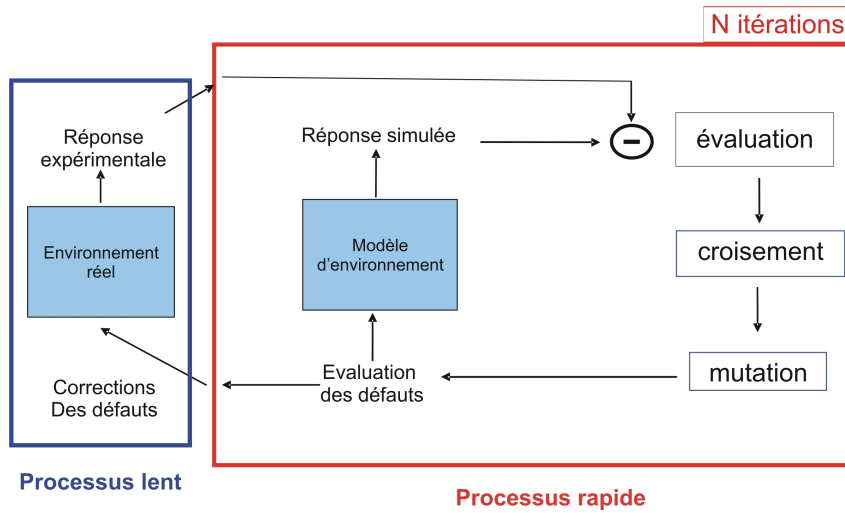


FIGURE 3.24 – Description d'un cycle d'asservissement dans le cas de l'algorithme 3

L'environnement sera cette fois un dispositif interférométrique virtuel, identique au banc THT. Les individus, quant à eux, seront constitués d'un jeu de huit valeurs de phase θ_i associées à chacun des bras i de l'instrument virtuel. La structure consituée des phases de simulation de la réponse de l'environnement virtuel, de sélection, de croisement et de mutation des individus, définissent ce que nous nommerons une *itération* de l'algorithme génétique. Le temps d'exécution de cette séquence est très court (comparativement au

temps d'acquisition t_0 d'une image courte pose sur l'instrument réel) puisqu'elle ne fait pas appel à l'instrument réel (hardware). Cette phase rapide est imbriquée dans une seconde boucle que nous nommerons *cycle* du dispositif d'asservissement. Chaque cycle comporte un nombre d'itérations fixé par l'expérimentateur au bout duquel on considère que les valeurs chromosomiques associées au meilleur individu de la génération en cours, permettent d'estimer correctement les défauts de piston existant dans l'instrument réel. Connaissant les valeurs des paramètres γ_i de celui-ci, nous obtiendrons finalement les valeurs de corrections V_{Ci} à appliquer sur le banc de test grâce à la relation :

$$V_{Ci} = \gamma_i \cdot \theta_i \quad (3.52)$$

Ce processus est répété en continu afin de maintenir le cophasage au cours du temps malgré les instabilités instrumentales.

Nous allons maintenant rentrer dans le détail de ce programme, notamment pour comprendre comment nous pouvons définir le paramètre χ à partir duquel va travailler l'algorithme génétique.

3.3.2 Principe de la diversité de phase

Pour être au moins aussi performant que l'algorithme 2, la méthode de cophasage que nous allons mettre en place doit absolument fonctionner dans le cas de l'observation d'un objet de géométrie inconnue. Le critère χ qui caractérise les défauts de piston de l'instrument doit donc être indépendant de ce paramètre.

En 1979, Gonsalves [Gonsalves and Chidlaw, 1979, Gonsalves, 1982] a proposé une méthode appelée *diversité de phase* qui permet de définir différents critères présentant ces propriétés. Cette technique a d'abord été utilisée dans le cas de miroirs monolithiques puis Paxman et Fienup [Paxman and Fienup, 1988] ont montré qu'elle pouvait être appliquée

aux instruments d'imagerie multipupilles.

Notre hypertélescope fait partie de cette catégorie ; nous pouvons donc utiliser cette technique. Son principe consiste à faire deux images (nommées *image courante* I_0 et *image de diversité* I_d) d'un même objet en introduisant pour la seconde image des fluctuations de phase de valeurs connues. On a alors :

$$I_0 = PSF_0 * O \quad (3.53)$$

$$I_d = PSF_d * O \quad (3.54)$$

Ce qui donne dans le domaine de Fourier, pour la fréquence spatiale ν_i échantillonnée par le réseau de télescope :

$$\tilde{I}_0(\nu_i) = \tilde{H}_0(\nu_i) \times \tilde{O}(\nu_i) \quad (3.55)$$

$$\tilde{I}_d(\nu_i) = \tilde{H}_d(\nu_i) \times \tilde{O}(\nu_i) \quad (3.56)$$

Kendrick et al., définissent dans [Kendrick et al., 1994] quatre paramètres appelés *métriques*, obtenus à partir de $\tilde{I}_0(\nu_i)$ et $\tilde{I}_d(\nu_i)$:

$$M_1(\nu_i) = \frac{\tilde{I}_0(\nu_i)}{\tilde{I}_d(\nu_i)} \quad (3.57)$$

$$M_2(\nu_i) = \frac{\tilde{I}_0(\nu_i) \cdot \tilde{I}_d^*(\nu_i) - \tilde{I}_d(\nu_i) \cdot \tilde{I}_0^*(\nu_i)}{\tilde{I}_0(\nu_i) \cdot \tilde{I}_0^*(\nu_i) + \tilde{I}_d(\nu_i) \cdot \tilde{I}_d^*(\nu_i)} \quad (3.58)$$

$$M_3(\nu_i) = \frac{\tilde{I}_0(\nu_i) \cdot \tilde{I}_d^*(\nu_i) + \tilde{I}_d(\nu_i) \cdot \tilde{I}_0^*(\nu_i)}{\tilde{I}_0(\nu_i) \cdot \tilde{I}_0^*(\nu_i) + \tilde{I}_d(\nu_i) \cdot \tilde{I}_d^*(\nu_i)} \quad (3.59)$$

$$M_4(\nu_i) = \frac{\tilde{I}_0(\nu_i) \cdot \tilde{I}_0^*(\nu_i) - \tilde{I}_d(\nu_i) \cdot \tilde{I}_d^*(\nu_i)}{\tilde{I}_0(\nu_i) \cdot \tilde{I}_0^*(\nu_i) + \tilde{I}_d(\nu_i) \cdot \tilde{I}_d^*(\nu_i)} \quad (3.60)$$

la valeur conjuguée du complexe z étant notée z^* .

Nous pouvons voir de manière évidente que la métrique M_1 est bien indépendante de la

géométrie de l'objet O , puisque l'on a :

$$M_1(\nu_i) = \frac{\tilde{I}_0(\nu_i)}{\tilde{I}_d(\nu_i)} = \frac{\tilde{H}_0(\nu_i)}{\tilde{H}_d(\nu_i)} \cdot \frac{\tilde{O}(\nu_i)}{\tilde{O}(\nu_i)} = \frac{\tilde{H}_0(\nu_i)}{\tilde{H}_d(\nu_i)} \quad (3.61)$$

On peut montrer simplement que cela est également vrai pour les autres métriques.

Finalement, on définit le critère de phase $\vec{\chi}_k$ tel que :

$$\vec{\chi}_k = \sum_{\nu_i} M_k(\nu_i) \cdot \vec{e}_i \quad (3.62)$$

les fréquences ν_i , étant les fréquences échantillonnées par le réseau de télescopes.

Pour des raisons d'allègement de la notation, nous n'indiquerons pas le caractère vectoriel de ce paramètre dans la suite de ce manuscrit. Il sera noté χ_k^{ref} lorsqu'il est calculé à partir des images I_0^{ref} et I_d^{ref} obtenues sur l'interféromètre réel et χ_k^{sim} pour les images I_0^{sim} et I_d^{sim} issues de l'instrument virtuel.

Sur notre banc de test, nous profiterons de la présence de modulateurs de chemins optiques sur l'interféromètre pour appliquer la technique de diversité de phase de manière simple et sans avoir à ajouter de nouveaux composants à notre dispositif. L'image de diversité I_d^{ref} peut en effet être obtenue par une simple variation (contrôlée) de la position de la LAR présente sur chacune des voies de l'interféromètre, comme cela a été proposé par Bolcar et Fienup [Bolcar, 2005, Bolcar and Fienup, 2009]. La phase θ_i associée au bras i de l'interféromètre lors de l'acquisition de l'image courante I_0^{ref} prend la valeur $\theta_i + \phi_i$ lors de celle de l'image de diversité. Les différences de phase ϕ_i volontairement introduites entre les deux acquisitions sont appelées *piston de diversité*. Ces données sont transmises à l'AG de manière à ce que l'instrument virtuel fonctionne dans des conditions identiques à celles du banc de test. L'objectif de l'algorithme génétique est alors de retrouver les valeurs θ_i qui sont associées à χ_k^{ref} .

Comme pour les algorithmes précédents, nous devons maintenant chercher à optimiser la vitesse de convergence du processus de cophasage mis en place. Nous pourrions pour

cela jouer sur plusieurs paramètres de l'AG : le choix de la fonction objectif, le temps d'exécution d'une itération et la gestion de la taille de la plage de mutation.

3.3.3 Optimisation de la vitesse de convergence de l'algorithme génétique

Choix de la fonction objectif : test des métriques

L'algorithme génétique cherche à faire tendre le critère χ_k^{sim} vers χ_k^{ref} . Cela revient à minimiser la valeur de la fonction objectif suivante :

$$F_3 = \left| \chi_k^{sim} - \chi_k^{ref} \right| = \left| \sum_{\nu_i} \left(M_k^{sim}(\nu_i) - M_k^{ref}(\nu_i) \right) \cdot \vec{e}_i \right| \quad (3.63)$$

Cependant, rien ne nous indique laquelle des quatre métriques définies précédemment, il est préférable d'utiliser dans notre problème. Il nous faut donc réaliser des tests en simulation afin de déterminer la plus performante.

Pour cela, nous allons observer l'évolution moyenne de la dynamique de la PSF obtenue avec chacune des métriques dans des conditions les plus similaires possibles.

Les défauts de piston initiaux prennent des valeurs aléatoires comprises dans l'intervalle $[-\pi; \pi]$. Ces défauts sont identiques pour toutes les métriques et ne varient pas au cours du processus (environnement statique). Les pistons de diversité ϕ_i appliqués sur l'instrument sont également les mêmes pour chacune d'elles. Leurs valeurs sont tirées aléatoirement au début de chaque cycle de cophasage, dans un intervalle appelé *plage de piston de diversité* (PPD). J'ai en effet constaté que le comportement d'une métrique donnée varie avec la taille de ce paramètre. Pour maximiser la vitesse de convergence de l'algorithme, il est donc nécessaire de déterminer le couple métrique-PPD le mieux adapté à notre problème. Les simulations ont été réalisées pour le panel de PPD suivantes :

- $[-\pi; \pi]$
- $[-\pi/2; \pi/2]$
- $[-\pi/4; \pi/4]$
- $[-\pi/10; \pi/10]$

De plus, les paramètres de l'algorithme génétique appliqués à chacune des métriques sont les suivants :

- Nombre d'individus par génération : 5
- Nombre de parents par génération : 2
- Nombre itérations de l'AG par cycle de cophasage : 10
- Plage de mutation : $[-0,005; 0,005]$ *rad*

La Figure 3.25 présente les résultats obtenus. Nous constatons que les métriques $M2$ et $M3$ donnent des résultats d'autant meilleurs que la PPD est de grande taille. A l'inverse $M1$ et $M4$ sont plus efficaces lorsque la plage de diversité devient petite. Globalement, la métrique $M4$ est celle qui est le moins sensible aux changement de taille de la PPD.

La figure 3.26 quant à elle compare les meilleurs résultats obtenus en simulation avec chaque métrique. L'évolution de la dynamique observée indique que les métriques $M1$ et $M4$ présentent une vitesse de convergence légèrement meilleure. Les performances obtenues avec les quatres métriques restent toutefois très similaires. Toutes les métriques peuvent donc convenir mais il est impératif de les utiliser avec une plage de piston de diversité qui leur soit adaptée.

J'ai ensuite cherché à vérifier expérimentalement les performances de chacune de ces métriques. Je m'en suis cependant tenu au test des couples métrique-PPD qui donnent, d'après les simulations effectuées, les meilleurs résultats. Les paramètres de l'algorithme génétique sont identiques à ceux utilisés dans les simulations précédentes.

La figure 3.27 donne l'évolution de la dynamique observée pour chacune de ses expériences. Les courbes obtenues nous permettent de constater que, contrairement à ce qui était prévu par les simulations, toutes les métriques ne donnent pas des résultats com-

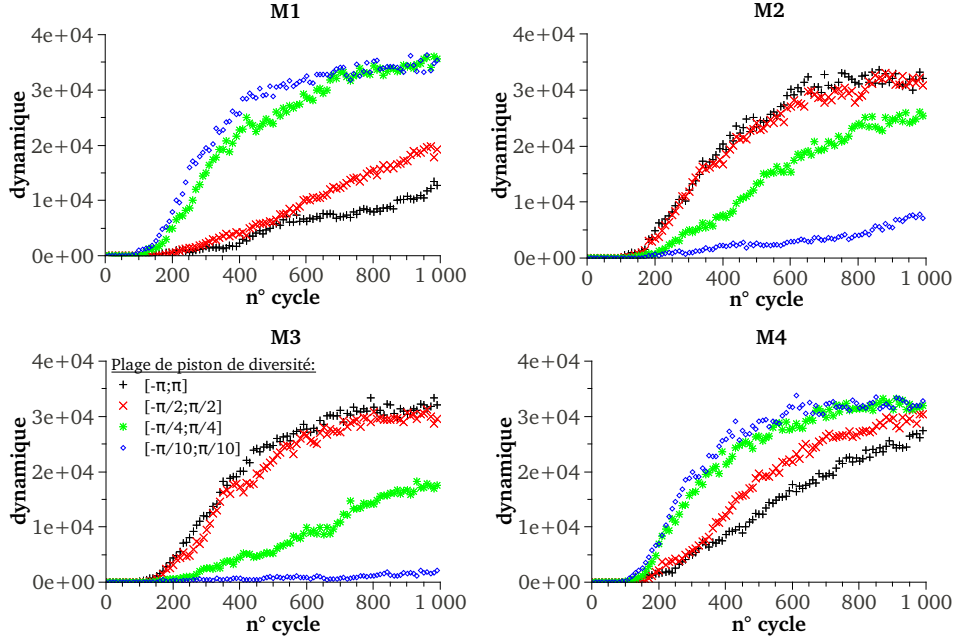


FIGURE 3.25 – Simulation de l'évolution de la dynamique en fonction du couple métrique-PPD

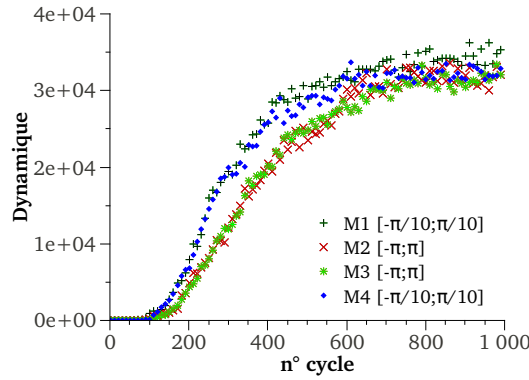


FIGURE 3.26 – Comparaison (en échelle linéaire à gauche et logarithmique à droite) des meilleurs résultats obtenus en simulation pour chaque métrique

parables. $M1[-\pi/10; \pi/10]$ et $M4[-\pi/10; \pi/10]$ permettent d'atteindre et de stabiliser la dynamique à une valeur d'environ $4 \cdot 10^3$. Pour $M2[-\pi; \pi]$ et $M4[-\pi; \pi]$ ces résultats sont de l'ordre de $1 \cdot 10^3$. Enfin pour $M3[-\pi; \pi]$, l'algorithme a de grandes difficultés à cophaser le système, et la dynamique observée ne dépasse jamais $3 \cdot 10^2$.

Nous pouvons conclure de ces résultats que, sur notre banc de test expérimental, l'utili-

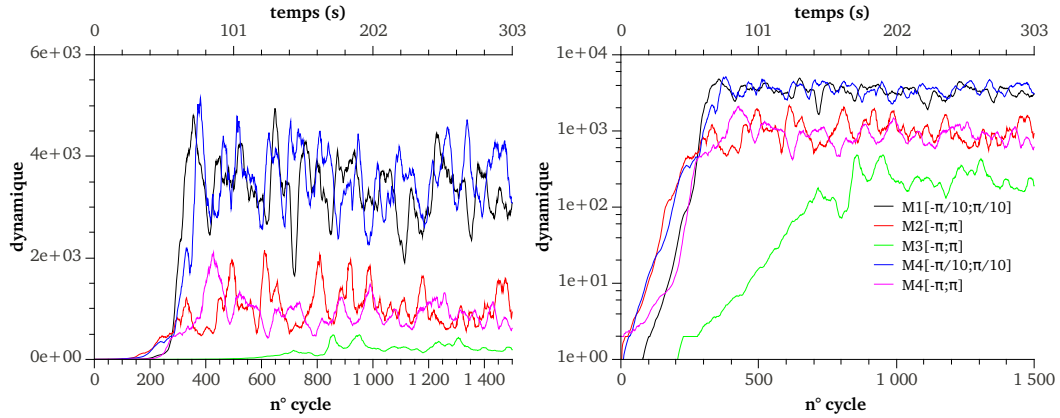


FIGURE 3.27 – Comparaison des résultats expérimentaux obtenus pour différents couples métrique-PPD

sation de plages de pistons de diversité de grande taille est défavorable au cophasage. Ce phénomène est probablement dû à l'effet d'un défaut instrumental que nous n'avions pas pris en compte jusqu'à présent : l'hystérésis des modulateurs piezoélectriques. En effet, ce type de composant est connu pour être fortement sensible à ce phénomène. Lorsque nous utilisons une PPD de petite taille, l'interféromètre réel applique sur les modulateurs, des tensions très proches pour obtenir chacune des images I_0^{ref} et I_d^{ref} , alors que si la PPD est de grande taille, ces tensions sont très différentes, ce qui implique un effet d'hystérésis plus important, et donc des imprécisions dans l'application des pistons de diversité. Or, si ces derniers ne sont pas appliqués correctement, l'algorithme ne peut pas estimer les défauts de l'instrument avec une grande précision et le niveau de cophasage atteint est alors plus faible.

Finalement, nous pouvons conclure que, pour notre banc THT, la métrique $M4[-\pi/10; \pi/10]$ est celle qui présente les meilleures performances. Nous la privilégierons donc dans la suite de ce chapitre.

Optimisation du temps de calcul d'une itération

Nous le savons maintenant, un AG est un processus itératif qui va converger progressivement vers la solution d'un problème. De ce fait, plus il va effectuer d'itérations, meilleure sera la solution proposée. Dans le cas de l'algorithme 3, nous avons vu qu'un cycle de cophasage va comporter un nombre d'itérations fixé par l'expérimentateur. On comprend dès lors que l'augmentation de ce paramètre va permettre de maximiser la convergence de l'algorithme. Il faut cependant garder à l'esprit le fait que pendant le temps l'exécution T_0 d'un cycle de cophasage, les longueurs de chemins optiques associées aux différents bras i de l'interféromètre vont évoluer d'une valeur aléatoire $\delta\sigma_i$ qui ne sera pas prise en compte par l'algorithme. L'augmentation du nombre d'itération ne sera donc pas forcément un point positif pour notre dispositif si elle se traduit par une croissance de T_0 .

Pour nous assurer de cela, nous devons vérifier que le calcul d'une itération se fait de la manière la plus rapide possible. Son temps d'exécution τ est essentiellement lié à la phase de simulation de la réponse de l'instrument virtuel. Or, comme nous connaissons l'expression analytique de la fonction de transfert de cette instrument, nous pouvons grandement limiter la taille de τ en calculant directement la valeur de M_k^{sim} sans avoir à simuler les images \tilde{I}_0^{sim} et \tilde{I}_d^{sim} dont le temps de calcul est important et dépend du niveau d'échantillonnage. Pour la métrique M_1 , nous aurons par exemple :

$$M_1^{sim}(\nu_i) = \frac{\tilde{I}_0^{sim}(\nu_i)}{\tilde{I}_d^{sim}(\nu_i)} = \frac{\tilde{H}_0^{sim}(\nu_i)}{\tilde{H}_d^{sim}(\nu_i)} = \frac{\sum_{k=-3}^{4-i} a_k \cdot a_{k+i} \cdot e^{j \cdot (\theta_{k(k+i)})}}{\sum_{k=-3}^{4-i} a_k \cdot a_{k+i} \cdot e^{j \cdot (\theta_{k(k+i)} + \phi_{k(k+i)})}} \quad (3.64)$$

où $\phi_{k(k+i)} = \phi_k - \phi_{k+i}$.

Grâce à cette simplification, nous avons pu obtenir sur le banc de test que, pour une population de cinq individus, on ait $\tau \sim 200 \mu s$. Sachant que le temps d'acquisition des deux images expérimentales I_0^{ref} et I_d^{ref} est de l'ordre de 0,2 s, il est donc possible d'effectuer 100 itérations de l'AG par cycle de cophasage sans que le temps T_0 n'augmente significativement (augmentation de 10%).

J'ai ensuite testé expérimentalement les performances de l'algorithme avec les différentes métriques, mais cette fois-ci pour 100 itérations par cycle. La figure 3.28 permet de comparer les résultats obtenus pour 10 et 100 itérations par cycle. Intéressons-nous par exemple, au cas $M1[-\pi/10; \pi/10]$. Pour 10 *iter/cycle*, il faut environ 200 cycles (soit 40 s expérimentalement) pour atteindre une dynamique de 10^3 . Pour 100 itérations ce résultat est obtenu en seulement 20 cycles (soit 4 secondes). L'augmentation d'un facteur 10 du nombre d'itérations améliore donc la vitesse de convergence de l'algorithme de ce même facteur ! De plus, nous pouvons constater que cette modification permet également d'améliorer la dynamique maximale atteinte, avec les métriques $M1$ et $M4$. Elle passe par exemple de $4 \cdot 10^3$ à $5 \cdot 10^3$ avec $M4[-\pi/10; \pi/10]$. Le phénomène d'hystérésis semble également être amplifié puisque les performances des métriques $M2$ et $M3$ se dégradent.

Cette optimisation nous aura donc permis, d'une part, de confirmer le choix de la métrique $M4[-\pi/10; \pi/10]$ pour sa mise en place sur le banc de test et, d'autre part, d'en améliorer significativement la réactivité et les performances.

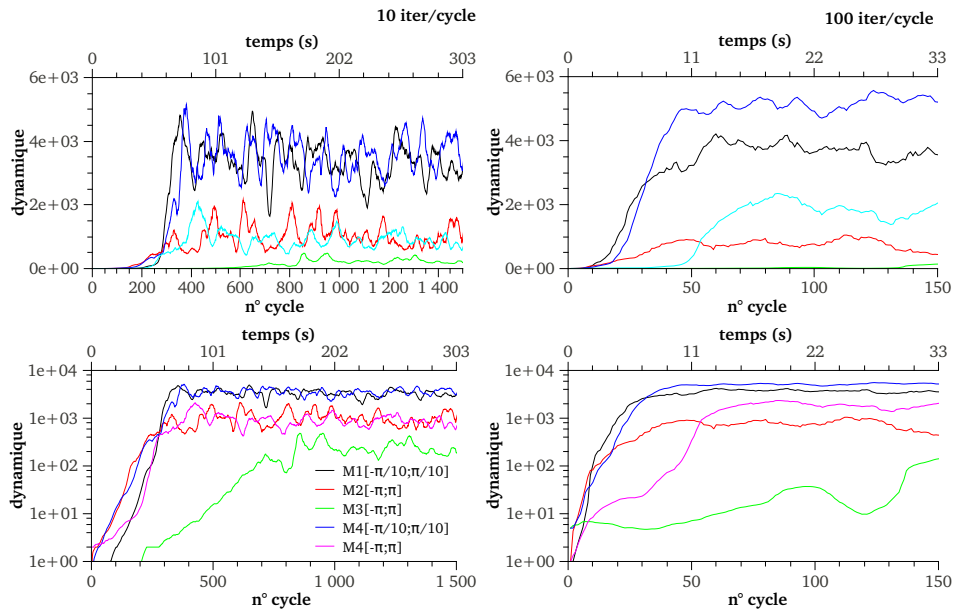


FIGURE 3.28 – Effet de l'augmentation du nombre d'itérations par cycle. Ces résultats sont obtenus expérimentalement sur le banc THT

Gestion de la mutation

La dernière optimisation de l'algorithme 3 que nous allons étudier porte sur la gestion de la taille de la plage de mutation. Comme précédemment, nous allons dans un premier temps tester le comportement de l'algorithme lorsque la plage de mutation est proportionnelle à $\Delta\theta_0$, le piston RMS existant dans l'instrument lors de l'acquisition de l'image courante. J'ai réalisé ces tests en simulation dans le cas où un cycle de cophasage comporte 10, 100 et 1000 itérations (les résultats obtenus sont présentés annexe). J'ai pu en déduire que les meilleurs résultats sont obtenus lorsque la taille de la plage de mutation vaut entre :

- 1,4 et 1,0 $\Delta\theta_0$ pour 10 *iter/cycle*,
- 0,8 et 0,4 $\Delta\theta_0$ pour 50 *iter/cycle* et
- 0,5 et 0,1 $\Delta\theta_0$ pour 100 *iter/cycle*

Nous constatons donc que si l'on multiplie le nombre d'itérations par un facteur 10, la taille de la plage de mutation doit être divisée par 2 pour être optimale. Comme nous pouvons le voir figure 3.29, ce comportement est convenablement décrit par la loi empirique suivante :

$$PM = 1,2.\Delta\theta_0.2^{(1-\log(\iota))} \quad (3.65)$$

où PM désigne la taille optimale de la plage de mutation et ι le nombre d'itérations de l'algorithme par cycle de cophasage.

Il nous faut maintenant développer un estimateur de la valeur $\Delta\theta_0$ qui puisse être utilisé avec ce processus de cophasage 3 et ce quel que soit l'objet observé. En effet, comme le critère χ_k est indépendant de la géométrie de ce dernier, un estimateur réalisé à partir de ce terme gardera cette propriété.

Nous travaillerons à partir de la métrique $M1$ qui est la plus simple à linéariser. Sachant que le terme χ est indépendant de la position de l'objet sur l'image et ce quelle que soit

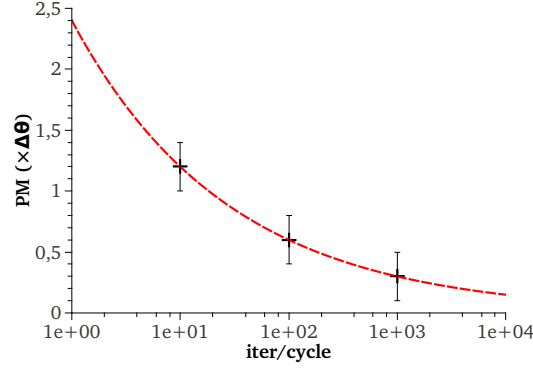


FIGURE 3.29 – Loi empirique de détermination de la taille de la plage de mutation optimale dans le cas de l’algorithme 3 en fonction du nombre d’itérations par cycle. Les croix indiquent la taille de la plage de mutation pour laquelle l’évolution de la dynamique est la plus favorable. Ces valeurs ont été obtenues en simulation. La courbe rouge donne la représentation graphique de la fonction $f(x) = 1,2.\Delta\theta_0.2^{(1-\log x)}$. On constate que cette fonction ajuste bien les données précédentes.

la métrique employée (voir annexes), nous réutiliserons l’estimateur E_2 qui nous dit que l’on a :

$$|\tilde{H}_{exp}(\nu_i)| \sim \text{sinc}(\Delta\theta) \cdot \sum_{k=0}^{8-i} a_k \cdot a_{k+i} \quad (3.66)$$

avec $\Delta\theta$ le défaut de piston RMS existant dans l’instrument au moment de l’acquisition de l’image. La métrique $M1$ est définie telle que :

$$M_1(\nu_i) = \frac{\tilde{H}_0(\nu_i)}{\tilde{H}_d(\nu_i)} \quad (3.67)$$

Nous avons donc :

$$|\tilde{H}_0(\nu_i)| \sim \text{sinc}(\Delta\theta_0) \cdot \sum_{k=0}^{8-i} a_k \cdot a_{k+i} \quad (3.68)$$

et :

$$|\tilde{H}_d(\nu_i)| \sim \text{sinc}(\Delta\theta_d) \cdot \sum_{k=0}^{8-i} a_k \cdot a_{k+i} \quad (3.69)$$

avec $\Delta\theta_0$ la valeur RMS du défaut de piston lors de l’acquisition de l’image courante et $\Delta\theta_d$ celle observée lors de l’acquisition de l’image de diversité.

Nous allons faire l’hypothèse que l’application des pistons de diversité ϕ_i entraîne en

première approximation que :

$$\Delta\theta_d \sim \Delta\theta_0 + \sigma\phi \quad (3.70)$$

$\sigma\phi$ étant l'écart type moyen sur les valeurs ϕ_i . Nous pouvons alors approximer le module de M_1 à :

$$|M_1(\nu_i)| = \frac{|\tilde{H}_0(\nu_i)|}{|\tilde{H}_d(\nu_i)|} \sim \frac{\text{sinc}(\Delta\theta_0)}{\text{sinc}(\Delta\theta_0 + \sigma\phi)} \quad (3.71)$$

Dans le cas où $\Delta\theta_0$ et $\sigma\phi$ sont petits, nous pourrions utiliser le développement limité de la fonction sinus cardinal à l'ordre 2. Nous obtenons :

$$\text{sinc}(\Delta\theta_0) \sim 1 - \frac{\Delta\theta_0^2}{6} \quad (3.72)$$

Remarquons tout de suite que l'hypothèse $\sigma\phi$ petit favorise l'utilisation des métriques $M1$ et $M4$. Si l'on impose maintenant que $\sigma\phi \ll \Delta\theta_0$, nous pouvons écrire :

$$\text{sinc}(\Delta\theta_0 + \sigma\phi) \sim 1 - \frac{(\Delta\theta_0 + \sigma\phi)^2}{6} \sim 1 - \frac{\Delta\theta_0^2 + 2.\Delta\theta_0.\sigma\phi}{6} \quad (3.73)$$

Pour respecter cette condition, nous devons recalibrer la taille de la PPD lors de chaque cycle de cophasage à partir de l'estimation de $\Delta\theta_0$ faite lors du cycle précédent. Nous pourrions par exemple prendre :

$$PPD(x+1) = [-\Delta\theta_0(x); \Delta\theta_0] \quad (3.74)$$

x désignant le numéro du cycle de cophasage.

A partir de là, en combinant ces deux équations obtenues précédemment, nous obtenons :

$$\begin{aligned}
|M_1(\nu_i)| &\sim \frac{1 - \frac{\Delta\theta_0^2}{6}}{1 - \frac{\Delta\theta_0^2 + 2.\Delta\theta_0.\sigma_\phi}{6}} \\
&\sim \left(1 - \frac{\Delta\theta_0^2}{6}\right) \left(1 + \frac{\Delta\theta_0^2 + 2.\Delta\theta_0.\sigma_\phi}{6}\right) \\
&\sim 1 + \frac{\Delta\theta_0.\sigma_\phi}{3}
\end{aligned} \tag{3.75}$$

Nous pouvons définir donc l'estimateur E_3 tel que :

$$E_3(\nu_i) = \frac{3}{\sigma_\phi} \cdot (|M_1(\nu_i)| - 1) \sim \overline{\Delta\theta_0} \tag{3.76}$$

$\overline{E_3}$ désignera la moyenne des valeurs $E_3(\nu_i)$ obtenues pour chacune des fréquences ν_i échantillonnées par l'instrument.

La figure 3.30 montre la corrélation entre cet estimateur et $\Delta\theta_0$. Sa valeur tend vers $1,7.\Delta.\theta_0$. La plage de mutation PM appliquée dans l'algorithme génétique sera donc telle que :

$$PM = 0,7.\overline{E_3}.2^{(1-\log \iota)} \tag{3.77}$$

Finalement, j'ai testé en simulation les performances de l'algorithme 3 lorsqu'il utilise cette loi de gestion de la plage de mutation. Les paramètres de l'algorithme sont les suivants :

- Métrique : M4
- PPD : $0,1.PM$
- Nombre d'individus par génération : 5
- Nombre de parents par génération : 2
- Nombre itérations de l'AG par cycle de cophasage : 100

J'ai comparé ces résultats avec ceux obtenus dans le cas où la plage de mutation est fixe et vaut $[-0,005; +0,005]$ rad et le PPD $[-\pi/10, \pi/10]$. L'évolution de la dynamique ob-

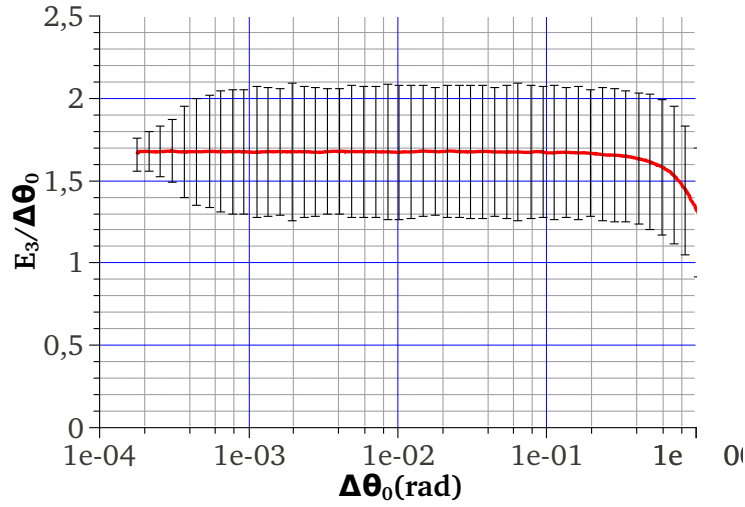


FIGURE 3.30 – Mise en évidence de la corrélation entre l'estimateur E_3 et $\Delta\theta_0$. La courbe est obtenue en simulation à partir de 1000 mesures pour chaque point. La barre d'erreur est donnée à 1 sigma. Les mesures sont effectuées dans le cas de l'observation d'une source ponctuelle.

servée dans ces deux cas est présentée figure 3.31. Nous constatons que l'estimateur E_3 permet d'améliorer la vitesse de convergence de l'algorithme mais aussi la dynamique et donc le niveau de cophasage maximal accessible.

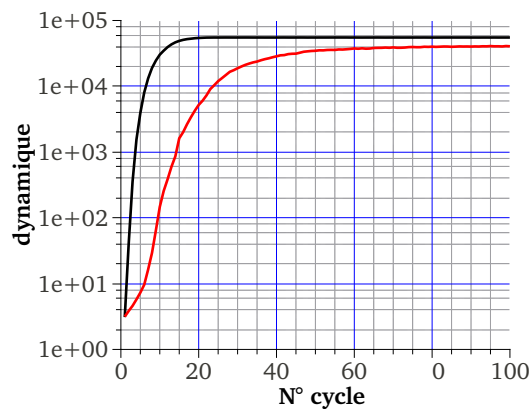


FIGURE 3.31 – Effet de l'estimateur E_3 sur l'évolution de la dynamique. La courbe rouge présente les résultats obtenus dans le cas où la plage de mutation est fixée à $[-0,005; 0,005]$ rad. La courbe noire est obtenue lorsqu'une plage de mutation évolue au cours du processus grâce à l'estimateur E_3

Malheureusement, pour des raisons de temps, je n'ai pas pu mettre en place cet estimateur sur le banc de test afin de vérifier expérimentalement ses performances. Les résultats présentés dans la suite de ce chapitre sont donc obtenus dans le cas d'une plage de mutation de $[-0,005; +0,005]$ *rad* et d'une PPD de $[-\pi/10, \pi/10]$.

3.3.4 Résultats et conclusions

Après ces différentes optimisations du dispositif de cophasage, il ne nous reste plus qu'à tester expérimentalement les capacités d'imagerie de notre banc de test. Les paramètres de l'algorithme utilisés sont les suivants :

- Métrique : M4
- PPD : $[-\pi/10; \pi/10]$
- Nombre d'individus par génération : 5
- Nombre de parents par génération : 2
- Nombre itérations de l'AG par cycle de cophasage : 100
- Plage de mutation : $[-0,005; +0,005]$ *rad*

La figure 3.32 présente l'un des meilleurs résultats obtenus dans le cas de l'observation d'une source ponctuelle. La dynamique moyenne des images courtes poses obtenues est de 6.10^3 et elle est maintenue à ce niveau pendant plus de 30 *mn*. A partir des 10^4 images courtes poses obtenues, j'ai formé une image longue pose (figure 3.32, en bas, courbe noire), qui présente une dynamique supérieure à 10^4 . Comme on peut le voir, ce résultat est du même ordre de grandeur que la limite de dynamique obtenue en simulation au chapitre 2 (courbe en pointillés bleus) induite par les défauts intrinsèques de l'instrument. L'image s'approche fortement du cas optimal (courbe en pointillés rouges) puisqu'elle laisse apparaître les six lobes secondaires de la PSF.

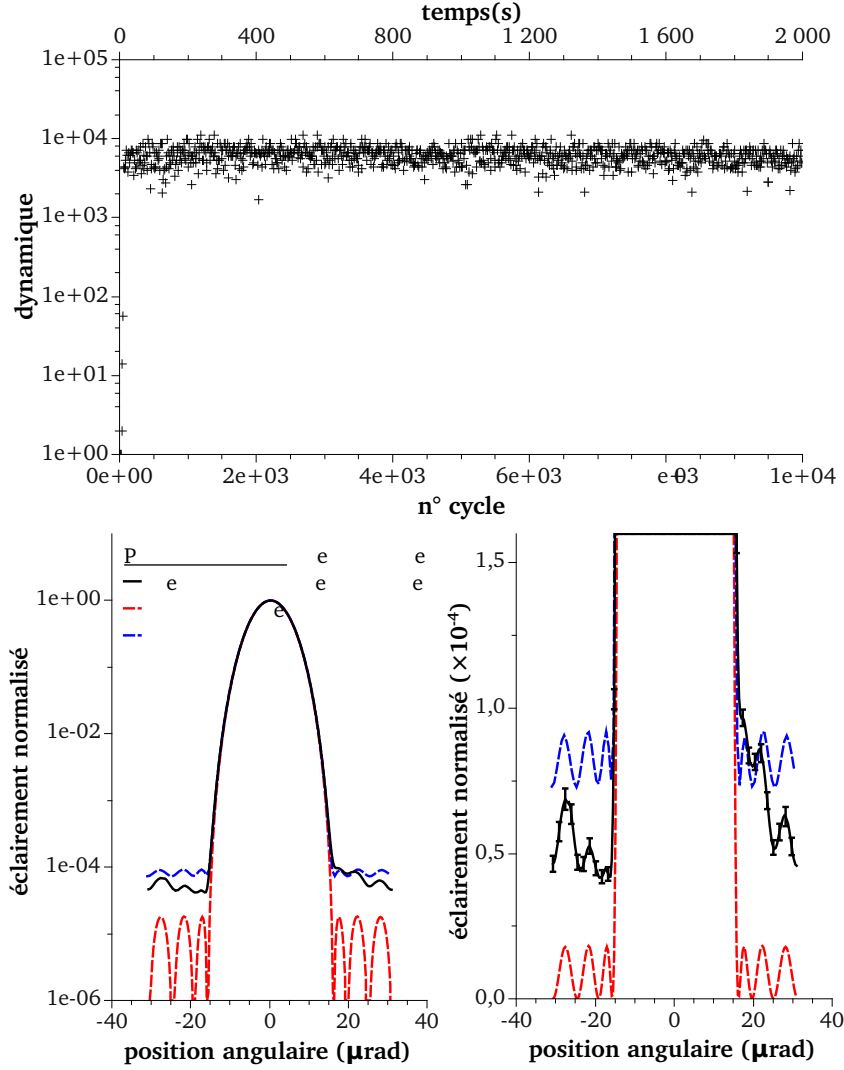


FIGURE 3.32 – PSF longue pose obtenue avec l’algorithme 3. **Haut** : évolution de la dynamique des images courtes poses sur 1000 s. **Bas** : PSF longue pose expérimentale (en noir), PSF idéale (en rouge), et PSF longue pose d’un hypertélescope présentant des défauts instrumentaux (polarisation, apodisation ,...) du même ordre de grandeur que ceux observés sur le banc THT. Echelle logarithmique à gauche et linéaire à droite. Les barres d’erreurs sont données à 3σ .

D’après la figure 3.33, pour un instrument uniquement limité par le problème du cophasage, une dynamique moyenne de 6.10^3 sur les images courtes poses correspond à des défauts résiduels de piston de l’ordre de 24 mrad ($\sim \frac{2\pi}{260}$ soit environ 6 nm en chemin optique). Afin de vérifier si cette évaluation est juste, j’ai simulé un instrument limité par un défaut de piston de cette ordre. A partir des images courtes poses obtenues, j’ai formé une

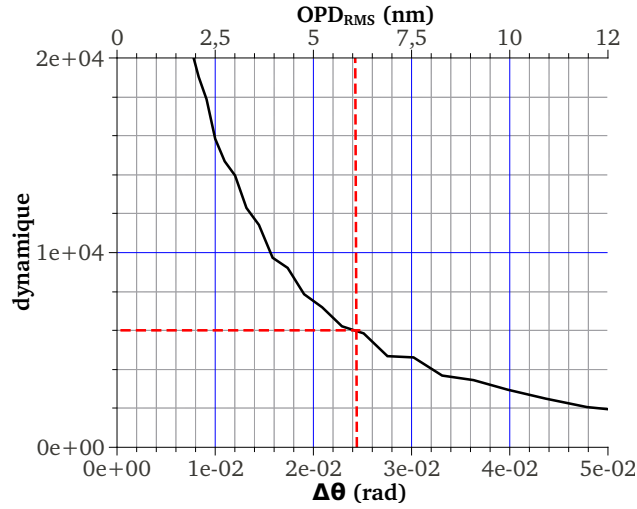


FIGURE 3.33 – Évaluation du niveau de cophasage obtenue par l’algorithme 3 : la courbe présentée donne la relation obtenue en simulation entre le défaut de piston résiduel $\Delta\theta$ et la dynamique moyenne des images courtes poses.

image longue pose que j’ai comparée à celle obtenue sur notre instrument. Nous constatons sur la figure 3.34 que le résultat issu de la simulation est moins bon que celui observé expérimentalement. Nous pouvons en conclure que, cette fois-ci, la limite de dynamique observée expérimentalement n’est pas due au manque de cophasage de l’instrument, mais à ses défauts intrinsèques.

Sur la même figure, la courbe en pointillés verts donne l’allure de la PSF longue pose obtenue en simulation, dans le cas d’un instrument uniquement limité par un défaut de piston de $\frac{2\pi}{400}$ en moyenne. Ce résultat semble être plus proche de ce que nous observons expérimentalement. Nous pouvons donc conclure de l’encadrement obtenu que les différences de longueur de chemin optique sur notre instrument ont été limitées en moyenne à un niveau compris entre 6 et 4 nm.

Finalement, j’ai fait l’acquisition successive de trois images longues poses (formées à partir d’environ un millier d’images courtes poses chacune) : la première est l’image d’un système binaire fortement déséquilibré, la seconde celle de l’étoile brillante seule qui

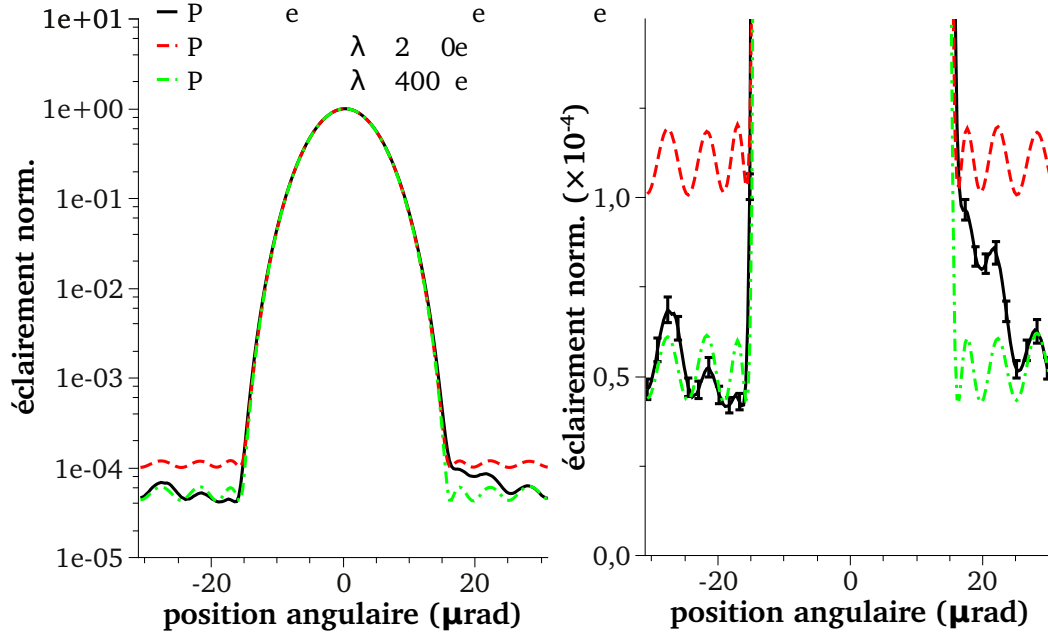


FIGURE 3.34 – Confrontation de l’image longue pose expérimentale aux données issues de simulations. La PSF longue pose expérimentale est ici encadrée par deux images obtenues en simulation pour un instrument uniquement limité par des inégalités de longueurs de chemins optiques de, respectivement, 6 et 4 nm en moyenne. Échelle logarithmique à gauche et linéaire à droite. Les barres d’erreurs sont donnée à 3σ .

nous servira de PSF de référence et la troisième celle du compagnon seul. Comme nous pouvons le voir figure 3.35, le compagnon est clairement visible sur l’image du système binaire. J’ai ensuite soustrait la FEP à l’image du système binaire et j’ai comparé ce résultat à l’image du compagnon seul. Nous remarquons tout d’abord que la zone centrale de l’image qui correspond à la position du pic principal de l’étoile brillante est fortement bruitée. Il n’est donc pas possible de détecter un éventuel compagnon dans cette zone. Cela n’est cependant pas une surprise puisque cette zone est en dehors du champ sombre de l’instrument. Pour ce qui est du compagnon en lui-même, nous pouvons observer que les deux images sont quasi identiques. La séparation angulaire entre les deux composantes ($25\ \mu rad$) ainsi que leur rapport d’éclairement ($1 : 4500$) sont donc parfaitement retranscrits par l’instrument, ce qui valide ses capacités d’imagerie haut contraste.

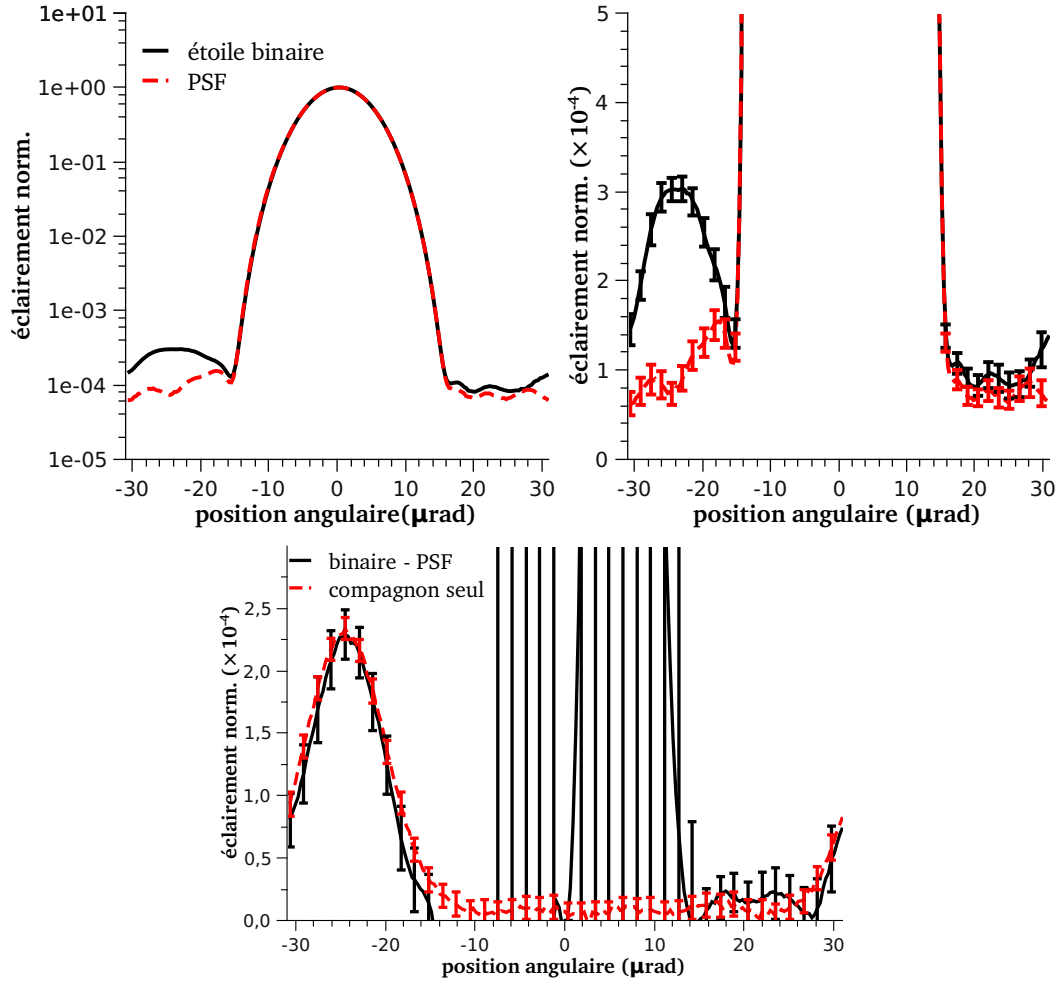


FIGURE 3.35 – Image expérimentale longue pose d’un système binaire présentant un écart de magnitude $\Delta H = 9,1$. **Haut** : images expérimentales d’un système binaire (en noir) et d’une source ponctuelle (en rouge) en échelle logarithmique (à gauche) et linéaire (à droite). **Bas** : soustraction de l’image de la source ponctuelle à celle du système binaire (en noir) et image du compagnon seul (en rouge). Les barres d’erreurs sont donnée à 3σ .

En résumé, dans ce chapitre, nous avons mis en place sur le banc THT un dispositif d’asservissement des longueurs de chemins optiques qui nous a permis d’obtenir expérimentalement un niveau de cophasage de l’ordre de 5 nm , stable sur des durées propices à l’imagerie longue pose. Nous avons ainsi obtenu une fonction d’étalement de point de l’instrument présentant une dynamique supérieure à 10^4 , ainsi que l’image d’un système binaire fortement déséquilibré. L’écart de magnitude de $\Delta H = 9,1$ entre les deux composantes du système ainsi que leur séparation angulaire de environ $24\text{ }\mu\text{rad}$, sont bien

restitués par l'image obtenue. Nous avons donc atteint notre objectif en démontrant la possibilité de cophaser un instrument de type hypertélescope pour obtenir des images qui soient à la fois haute résolution et haut contraste.

Chapitre 4

Fonctionnement en régime de comptage de photons

Dans la partie précédente, nous avons validé expérimentalement les capacités d'imagerie de notre dispositif lors de l'observation d'objets très lumineux dont le signal est très faiblement bruité. Dans le contexte astrophysique, les flux lumineux reçus sont beaucoup plus faibles et l'impact des bruits du détecteur devient alors important. De plus, dans le cas du cophasage, la faiblesse du flux ne peut pas être compensée par l'augmentation du temps d'exposition. En effet, si l'on veut corriger les effets de la turbulence ou des instabilités de l'instrument, il faut que ces corrections soient appliquées plus rapidement que les aberrations de phase ne se créent. Sur notre banc de test par exemple, la fréquence de corrections des défauts de phase est de 10 Hz ; le temps d'exposition d'une image courte pose ne peut donc pas dépasser 100 ms. Les systèmes d'optique adaptative en fonctionnement sur de grands télescopes monolithiques rencontrent des difficultés similaires. Ils compensent ce problème en utilisant pour la correction des aberrations du front d'onde, des étoiles de références très brillantes (naturelles ou artificielles). Pour notre dispositif, il n'est pas réaliste d'espérer mettre dans le champ de vue de l'instrument à la fois l'objet à observer et la source de référence ; le système de cophasage mis en place travaille di-

rectement à partir du signal de l'objet à observer, donc à partir d'un signal faible. Pour valider notre dispositif, il est donc indispensable de montrer qu'il fonctionne avec des flux lumineux les plus faibles possibles.

L'énergie lumineuse ne peut pas être divisée à l'infini. Au minimum, elle est égale au quantum d'énergie transporté par un photon à la longueur d'onde d'observation. Lorsque les flux lumineux deviennent très faibles, cette discrétisation de l'énergie devient apparente et l'on voit arriver les photons un par un. On dit alors que l'on se trouve en régime de comptage de photons (RCP).

Nous allons voir dans ce chapitre les modifications à apporter, d'une part à notre banc de test expérimental, et d'autre part au dispositif de cophasage pour pouvoir travailler dans ces conditions.

4.1 Détecteur à comptage de photons

Les détecteurs classiques, tel le détecteur InGaAs que nous avons utilisé dans la partie précédente, ne permettent pas d'observer dans de bonnes conditions le phénomène de comptage de photons, le bruit du détecteur étant bien plus important que le signal produit par un unique photon. Pour travailler en régime de comptage de photons, il est nécessaire d'utiliser des détecteurs spécifiques appelés photocompteurs ou détecteurs à comptage de photons. Nous allons voir dans la suite comment fonctionnent ces détecteurs et les changements qu'ils vont impliquer sur notre dispositif expérimental.

4.1.1 Le signal en régime de comptage de photons

Ces détecteurs utilisent généralement des photomultiplicateurs ou des photodiodes à avalanche en mode Geiger dont on ne détaillera pas le fonctionnement ici. Il faut simplement savoir que l'arrivée d'un photon sur le capteur se traduit par la production d'un paquet d'électrons (appelés photo-électrons) qui génèrent une impulsion de courant, ou

clic d'amplitude suffisante pour être détectée par une carte d'acquisition. Le signal obtenu au cours du temps, appelé trame de photons, est donc une succession de clics correspondant chacun à l'instant d'arrivée d'un photon unique sur le détecteur (cf. Fig.4.1).

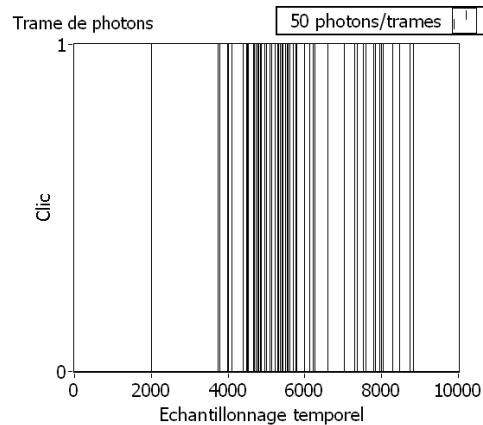


FIGURE 4.1 – Exemple de trame de photons obtenue avec un détecteur à comptage de photons. Chaque clic correspond à l'arrivée d'un photon sur le détecteur au temps t . L'information obtenue ne donne pas directement une image de l'objet observé (en l'occurrence ici un système binaire).

Les principales caractéristiques décrivant les performances de ces détecteurs sont :

- le rendement quantique qui donne le pourcentage de photons incidents effectivement détectés par le capteur
- le courant d'obscurité (ou dark count en anglais) qui donne le nombre moyen de faux clics par seconde. Un faux clic est une impulsion de courant observée sur le détecteur alors qu'il n'y a aucun photon signal incident.
- Le temps mort (dead time en anglais) qui donne l'écart temporel minimal entre deux clics. Si l'arrivée de deux photons incidents est espacée d'un temps inférieur à cette valeur, un seul clic est produit.

Nous allons maintenant nous intéresser à la chaîne de détection mise en place sur le banc de test THT.

4.1.2 Cas du banc THT

Le banc de test THT utilise des composants issus des technologies télécoms, donc fonctionnant pour des longueurs d'onde de 1550 nm. A ces longueurs d'onde, à l'heure actuelle, les détecteurs à comptage de photons fonctionnent généralement en régime déclenché et ne permettent donc pas l'acquisition d'un signal asynchrone. Les quelques instruments proposant un fonctionnement en régime continu (ou du moins dans un mode de fonctionnement s'en rapprochant), quant à eux, présentent un courant d'obscurité naturel très important (plusieurs dizaines de milliers de coups par secondes) du fait de la faiblesse du gap d'énergie nécessaire au déclenchement à ces longueurs d'onde. Il n'existe donc pas dans le commerce de détecteur nous permettant de travailler en RCP sur notre banc de test. Pour pallier ce problème, nous avons mis en place sur le banc de test THT, un système de conversion paramétrique en cours de développement au laboratoire XLIM [Ceus et al., 2011]. Ce dispositif nous permet de convertir le signal des longueurs d'onde infrarouges aux longueurs d'onde visibles et donc de pouvoir d'utiliser un détecteur à comptage de photons classique basé sur de la technologie silicium. Ce type de détecteur hybride permet de réaliser une acquisition continue du signal et ce avec un faible courant d'obscurité.

Principe de la conversion paramétrique

Le dispositif utilise un cristal non linéaire de niobate de lithium (periodically poled lithium niobate ou PPLN) qui grâce à un faisceau de pompe à 1064 nm peut convertir le signal incident à 1550 nm en un signal à 633 nm (cf Fig.4.2). Le processus fonctionne pour des flux en RCP et n'introduit que peu de bruit (< 100 coups par seconde). La restriction majeure du dispositif à l'heure actuelle vient de la largeur de bande de conversion très réduite, de 0,3 nm. Cependant, dans le cas de notre source monochromatique, cela ne nous pose pas de problème.

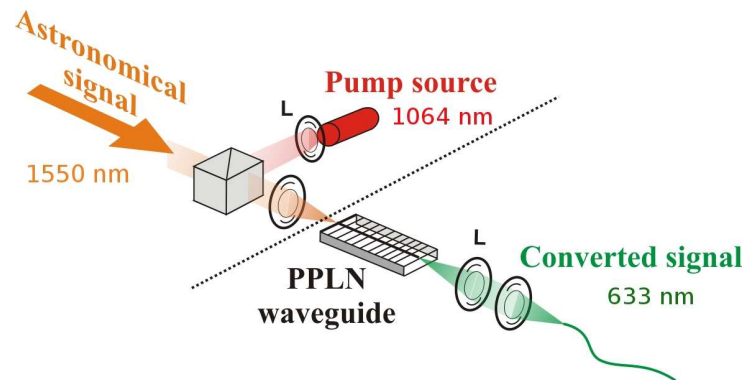


FIGURE 4.2 – Principe de la conversion paramétrique : le signal source à 1550 nm est converti en un signal à 633 nm grâce à un cristal de PPLN et au signal de pompe à 1064 nm.

Chaîne de détection sur le banc THT

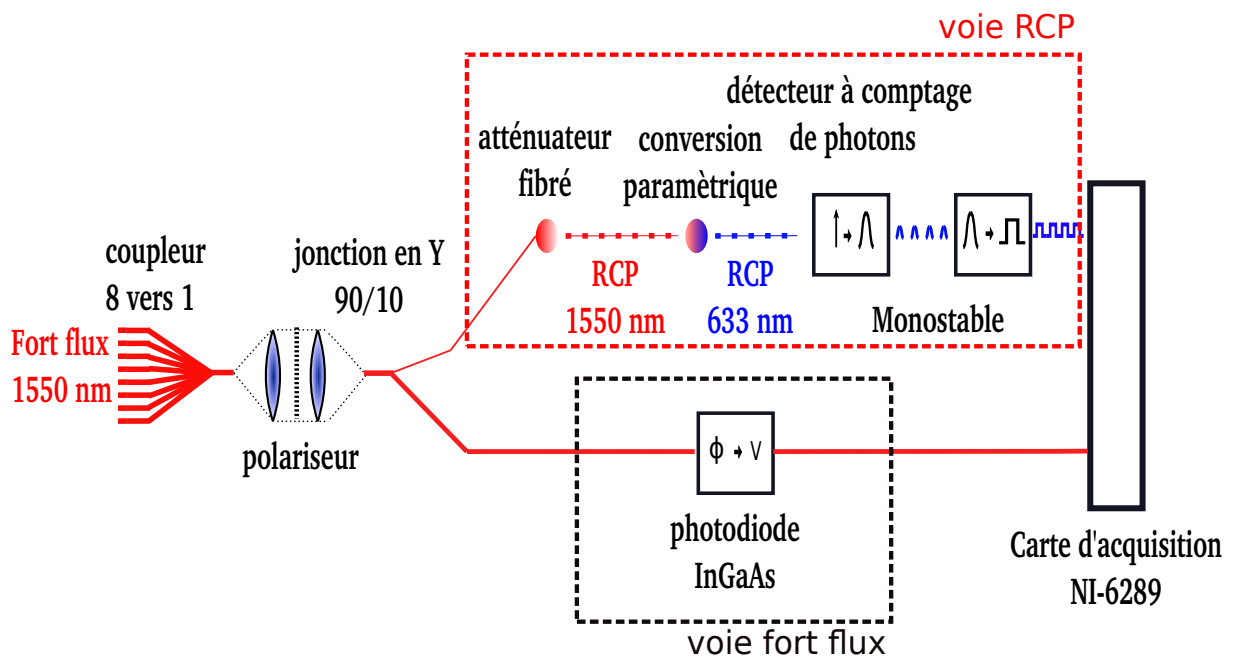


FIGURE 4.3 – Chaîne de détection du banc THT en régime de comptage de photons

La chaîne d'acquisition du banc de test doit être adaptée de manière à pouvoir comparer les résultats obtenus en régime de comptage de photons et à fort flux. Pour cela, nous allons mettre en place deux voies d'acquisition en parallèle : l'une pour le signal en RCP, l'autre pour le signal fort flux (cf figure 4.3).

Le flux lumineux sortant de l'interféromètre est envoyé vers un coupleur en Y 90/10 (après filtrage de la polarisation en sortie). La voie fort flux, va vers le détecteur InGaAs utilisé précédemment puis vers la carte d'acquisition NI-6189 indispensable pour observer le signal avec une grande dynamique. L'autre voie passe par un atténuateur fibré permettant de diminuer le flux lumineux jusqu'à obtenir un signal en RCP. Les photons sont ensuite transmis au dispositif de conversion paramétrique, puis au détecteur à comptage de photons. Finalement le signal généré par le détecteur est envoyé à un monostable puis à la carte d'acquisition NI-6289.

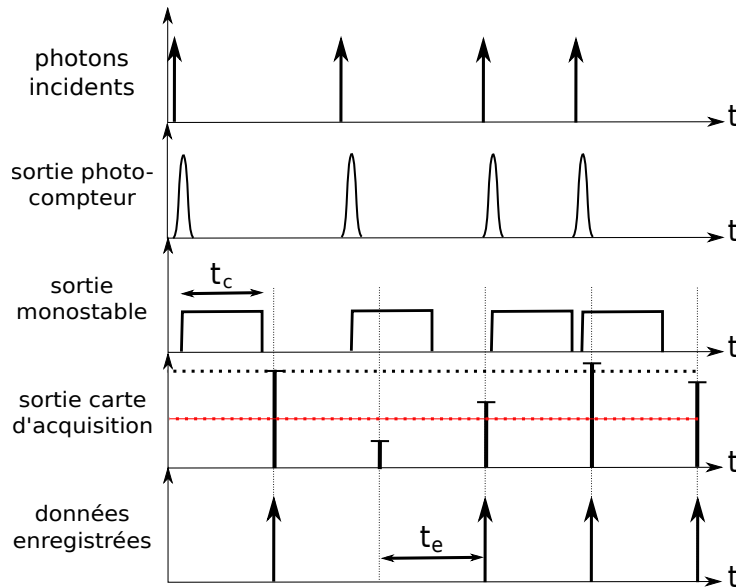


FIGURE 4.4 – Signal transmis dans la chaîne de détection

La figure.4.4 montre les transformations subies par le signal entre l'arrivée sur le détecteur et l'enregistrement sous forme de trame de photons. Les photons incidents sont convertis en impulsions de courant par le photo-compteur. Ce signal est envoyé à un monostable qui génère pour chaque clic reçu un signal carré de tension et de durée t_c fixée en fonction du temps d'échantillonnage de la carte d'acquisition. Le signal va ensuite jusqu'à la carte d'acquisition analogique/numérique NI-6289. La valeur associée à chaque point d'échantillonnage est obtenue par intégration du signal sur la durée d'un échantillon

temporel t_e . Dans le cas d'une trame de photons, chaque photon doit être associé à un unique échantillon temporel et réciproquement. Pour cela, on doit avoir : $\frac{t_e}{2} < t_c < t_e$. La fréquence d'acquisition maximale de la carte d'acquisition NI-6289 est de 250 KHz par voies. Les échantillons temporels ont donc une taille minimale de $4 \mu s$. Par conséquent, nous avons choisi de prendre $t_c = 3 \mu s$.

Si l'on normalise l'intégrale du signal carré à 1, les valeurs associées à chaque point d'échantillonnage vont varier entre $[0; 1, 25]$. La détection d'un photon est validée uniquement si la valeur mesurée est comprise dans l'intervalle $[0, 5; 1, 25]$.

Les données collectées sont donc enregistrées sous forme de trame de points prenant pour valeur 0 ou 1 en fonction de la détection ou non d'un photon par la chaîne d'acquisition. Pour obtenir une information intelligible à partir de ces données, il est nécessaire de les traiter de manière à se rapprocher le plus possible d'un signal observé en fort flux. Ce processus est appelé phase de réduction des données.

Remarque : dans la suite de ce manuscrit, le terme photo-compteur ou détecteur à comptage de photons désignera l'ensemble de la chaîne d'acquisition.

4.2 Réduction des données

Le processus de réduction des données consiste en un traitement des données brutes fournies sur l'instrument, visant à améliorer la qualité de l'information obtenue notamment en minimisant les bruits de mesure et en corrigeant les biais systématiques. Dans notre cas, ce processus va se décomposer en 4 étapes.

4.2.1 Ré-échantillonnage de l'image

Dans un premier temps, nous allons ré-échantillonner l'image, c'est à dire transformer notre trame de "clics" en une image présentant un nombre de points d'échantillonnage plus restreint, mais auxquels il est possible d'associer d'autres valeurs que 0 ou 1.

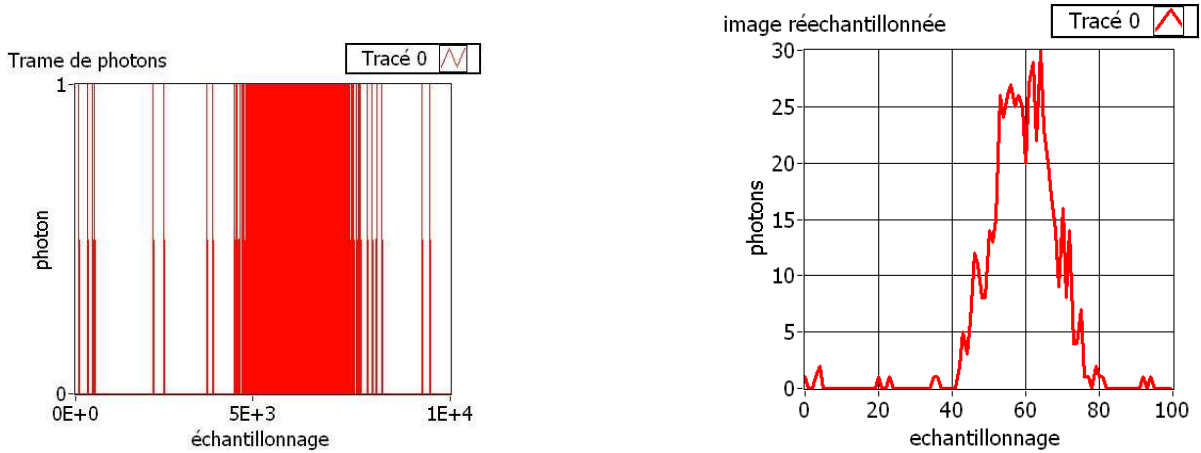


FIGURE 4.5 – Ré-échantillonnage de l'image

Prenons un exemple pour bien comprendre. Nous partons d'une trame de 10000 échantillons prenant pour valeur 0 ou 1 (cf Fig.4.5 à gauche). Nous souhaitons ré-échantillonner ces données pour obtenir une image ne présentant que 100 points d'échantillonnage. Nous allons donc découper la trame initiale de 10000 échantillons en 100 sous-trames de 100 échantillons (consécutifs). Nous pourrions ensuite pour toutes ces sous-trames, compter l'ensemble de ses "clics" afin d'obtenir la valeur à associer à chacun des échantillons de notre image ré-échantillonnée (cf Fig.4.5 à droite).

Grâce à cette méthode, l'objet observé apparaît plus nettement. En additionnant les échantillons, le rapport signal sur bruit du signal (qui n'est initialement que de 1) augmente d'un facteur égal à la racine carrée du nombre d'échantillons des sous-trames. Il est donc intéressant de ré-échantillonner la trame de photons afin d'être au plus proche du critère de Shanon, qui nous indique que l'on ne perd pas d'information tant que la fréquence d'échantillonnage du signal est supérieure au double de la plus grande fréquence spatiale échantillonnée par l'instrument.

Dans le cas de notre réseau de huit télescopes en configuration redondante linéaire, il est donc possible de réduire au maximum l'échantillonnage de l'image à 16 points. Le photodétecteur échantillonnant 10000 points par trame de photons, et pour un flux de photons de 1000 ph/tr, le rapport signal sur bruit d'une image courte pose ne peut pas dépasser

25. Ce maigre résultat ne permet évidemment pas d'imager convenablement des objets présentant de forts contrastes à partir d'une unique trame de photons. En effet, du fait de la discrétisation de l'énergie lumineuse en quanta, l'image obtenue n'est pas strictement identique à celle que l'on obtient à fort flux. Le signal présente des fluctuations aléatoires autour de la valeur observée à fort flux (cf. Fig.4.6).

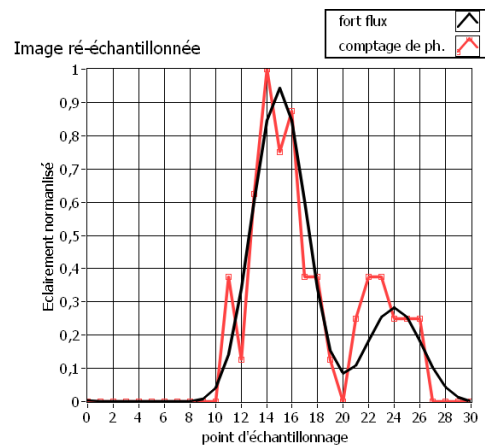


FIGURE 4.6 – Effet du bruit de photons : comparaison entre une image obtenue en fort flux et l'image obtenue par ré-échantillonnage d'une trame de 50 photons. Le bruit de photons dû à la discrétisation de l'énergie induit une altération de l'information.

Cette altération du signal est appelée bruit de photons. Ce bruit est un bruit de grenaille et répond donc à une statistique de Poisson : le nombre effectif de porteurs mesuré est aléatoire, car les porteurs n'arrivent pas régulièrement mais en ordre dispersé selon une probabilité constante par unité de temps. L'effet de ce bruit sur le signal est d'autant plus important que le flux de photons est faible. Pour en limiter l'effet, il est donc nécessaire d'augmenter le nombre de photons formant l'image. Pour cela, nous allons simplement additionner les images courtes poses pour obtenir une image longue pose comme nous l'avons fait à fort flux. Le gain en qualité d'imagerie est cependant là beaucoup plus important. Le faible rapport signal sur bruit des images courtes poses demande toutefois de prendre quelques précautions supplémentaires comme nous allons le voir.

4.2.2 Synchronisation de la position de l'objet

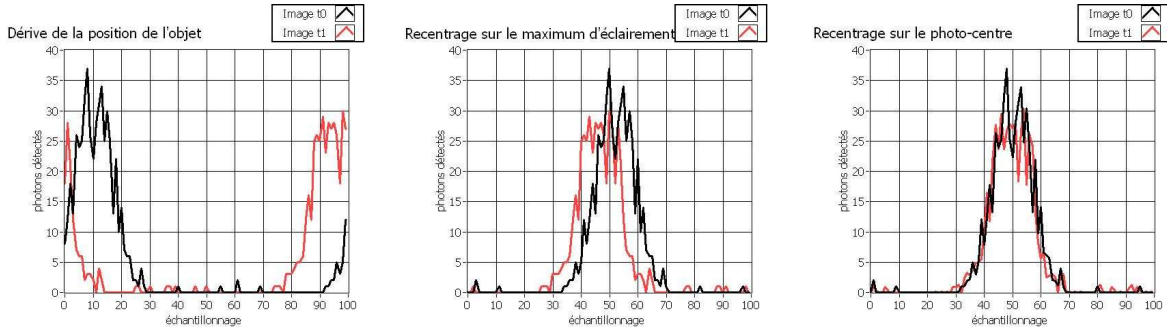


FIGURE 4.7 – Décomposition du processus de synchronisation de la position de l'objet

La position de l'objet sur l'image est un paramètre libre pour le dispositif de cophasage que nous utilisons. Il est donc possible qu'elle change lors de l'acquisition de plusieurs milliers d'images courtes poses. Lors de la création de l'image longue pose par addition des images courte pose, cette variation de la position de l'objet au cours du temps risque de dégrader significativement la qualité de l'image finale. Pour éviter ce désagrément, il est nécessaire de fixer la position de l'objet sur l'image. Ceci peut être fait en post-traitement de l'acquisition.

Pour fixer la position de l'objet sur l'image, il faut d'abord pouvoir prendre un point de repère sur cet objet. Or du fait du bruit de photons, la distribution d'éclairement de l'objet varie fortement d'une image à l'autre. De ce fait, la détermination, par exemple de la position du maximum d'éclairement de l'objet, qui pourrait nous servir de point de repère, présente une forte indétermination. Pour palier ce problème, on peut prendre un point de repère qui est dépendant de la distribution d'éclairement de l'objet dans son ensemble afin de minimiser l'effet du bruit de photons. Le photo-centre de l'objet présente ces caractéristiques.

Il est à noter que dans le cas d'un réseau de télescopes en configuration redondante comme le notre (et si on néglige les problèmes de chromaticité), tout ce qui sort à droite du champ ré-entre à gauche et vice versa (de même dans le cas d'une image bi-dimensionnelle, ce qui sort en haut ré-entre en bas). De ce fait, si l'objet est sur un bord de l'image,

sa dérive en position risque de le faire passer de l'autre côté de la trame (cf fig.4.7 à gauche). Pendant cette transition d'un côté à l'autre de l'image, le calcul de la position du photo-centre va être aberrant, puisque l'éclairement de objet sera réparti sur les deux bords de l'image. Sachant que dans le cas de la détection d'un compagnon faible à côté d'une étoile brillante, le photo-centre de l'objet est quasi confondu avec son maximum d'éclairement, on va dans un premier temps recentrer l'objet de manière à fixer la position du maximum d'éclairement (cf fig.4.7 au milieu) au centre de l'image (la mesure du maximum d'éclairement n'est pas très précise mais ne souffre pas d'effets de bord). Grâce à cette démarche, on pourra calculer la position du photo-centre en évitant les effets de bord. On pourra ensuite, dans une deuxième étape, fixer la position du photo-centre (cf fig.4.7 à droite) et finalement additionner les images courte pose pour obtenir l'image longue pose.

Nous allons maintenant appliquer cette méthode de traitement de l'information à des données expérimentales afin de vérifier que les images longue pose obtenues en régime de comptage de photons sont bien identiques à celles observées à fort flux.

4.2.3 Effet de saturation du détecteur

Lors de nos tests expérimentaux, nous faisons l'acquisition simultanée du signal en régime de comptage de photons et à fort flux. L'idée est de former indépendamment une image longue pose avec ses deux jeux de données et de vérifier que, une fois le bruit de photons atténué par l'empilement d'images, on retrouve bien la même information à fort et à faible flux.

Le cophasage de l'instrument est, dans un premier temps, obtenu grâce au signal observé à fort flux. La figure 4.8 présente les images longues poses obtenues dans le cas d'un flux de 100 et de 1500 photons détectés par trame (ph/tr). Elles sont comparées aux images obtenues simultanément à fort flux. Pour chacune des ces courbes, l'éclairement est normalisé de manière à pouvoir comparer leur aspect. On observe que pour un flux

de 100 ph/tr, les images obtenues à fort et faible flux sont quasi identiques. Au contraire, pour un flux de 1500 ph/tr, l'image obtenue en régime de comptage de photons a une allure très différente de celle obtenue à fort flux. Il apparaît clairement que le pic central présente un niveau d'éclairement moins important qu'il le devrait. Ce phénomène est lié à un effet de saturation du détecteur.

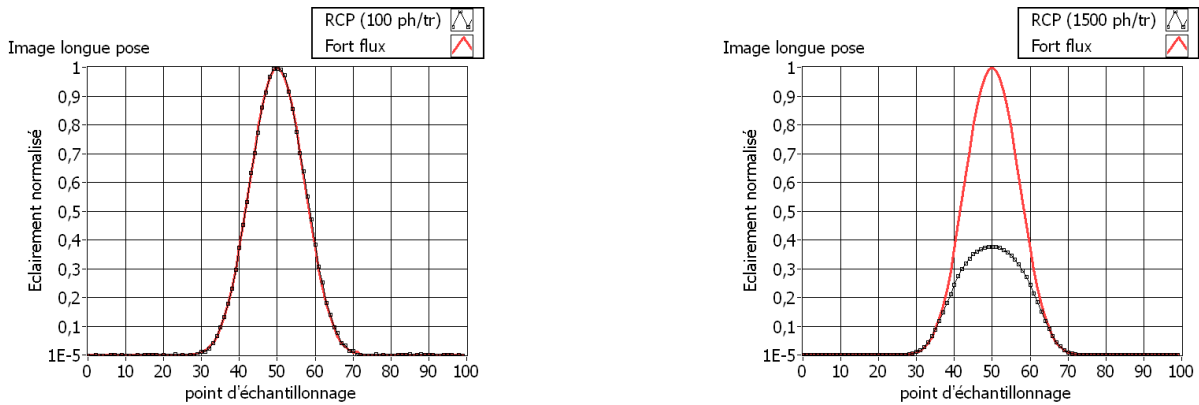


FIGURE 4.8 – Effet de la saturation du photo-compteur sur l'image longue pose. La PSF de gauche est obtenue pour un flux de 100 photons détectés par trame, celle de droite pour 1500 ph/tr. L'effet de saturation est d'autant plus marqué que l'objet est brillant.

Une des limitations des photo-compteurs vient du fait que, lorsqu'un photon arrive sur l'instrument, celui-ci devient incapable de détecter l'éventuelle arrivée d'un autre photon pendant une durée appelée temps mort. Si deux photons arrivent à des instants très proches, l'instrument rate donc le second photon. Sur notre banc de test le temps mort est lié à la durée des signaux carrés générés par le monostable et donc à la fréquence maximale d'échantillonnage de la carte d'acquisition NI-6289. Ce phénomène induit un effet de saturation lors de l'observation d'un objet brillant : les zones brillantes sont atténuées et l'image de l'objet est déformée. Cet effet est d'autant plus important que l'objet est brillant.

Afin de corriger ce défaut, nous allons tout d'abord simuler cet effet de saturation pour le détecteur présent sur notre banc de test et ceux pour différents flux de photons. Pour cela, nous allons comparer l'aspect de PSF obtenues avec deux détecteurs différents :

un détecteur idéal et un détecteur expérimental. Nous appellerons temps mort l'écart temporel minimal pour lequel un détecteur peut différencier les instants d'arrivée de deux photons (c'est-à-dire pour lequel il n'y a pas d'effet de saturation). L'un des détecteurs, dit détecteur idéal, aura un temps mort 1000 fois plus faible que l'écart temporel moyen entre l'arrivée de 2 photons. Quasiment tous les photons arrivant sur cet instrument seront donc détectés (on ne tient pas compte des problèmes d'efficacité quantique car celle-ci est constante quel que soit le flux de photons incident et n'entraîne donc pas de déformation de l'image). L'autre détecteur, dit détecteur expérimental, aura un temps mort égal à celui de l'instrument présent sur notre banc de test (4.10^{-6} s).

La PSF de l'instrument est proportionnelle à la distribution de probabilité d'apparition d'un photon pour chaque point de l'image. Afin d'obtenir en moyenne N_{ph} photons par image, on normalise l'intégrale de la PSF puis on la multiplie par N_{ph} . La courbe obtenue est alors la distribution de probabilité d'apparition d'un photon en un point donné de l'image. Il est alors possible de générer la trame de photons obtenue sur le détecteur idéal (où tous les photons sont présents). Pour cela, pour chaque point d'échantillonnage de l'image, on tire une valeur aléatoire comprise entre 0 et 1. Si cette valeur est inférieure à la probabilité de présence d'un photon pour ce point de l'image, alors, un photon est effectivement détecté par le détecteur idéal. Pour obtenir la trame vue sur le détecteur expérimental, il faut tenir compte de son temps mort plus long. Lorsqu'un photon est détecté à l'instant t sur la trame idéale, on reporte un clic sur la trame expérimentale puis, on ignore toute éventuelle détection pendant une durée égale au temps mort du détecteur expérimental. Les deux trames de photons sont ensuite ré-échantillonnées pour obtenir une image avec et sans effet de saturation. On répète ce processus un grand nombre de fois (300 dans notre simulation) pour atténuer l'incertitude liée au bruit de photons. On peut ainsi déterminer une courbe qui relie la densité de photons par point d'échantillonnage mesurée sur le détecteur et la densité de photons par point d'échantillonnage arrivant réellement sur le détecteur (cf fig.4.9). Cette courbe de correction va être utilisée lors de

l'acquisition des images courte pose afin de "dé-saturer" les données avant de les envoyer à l'algorithme permettant le cophasage.

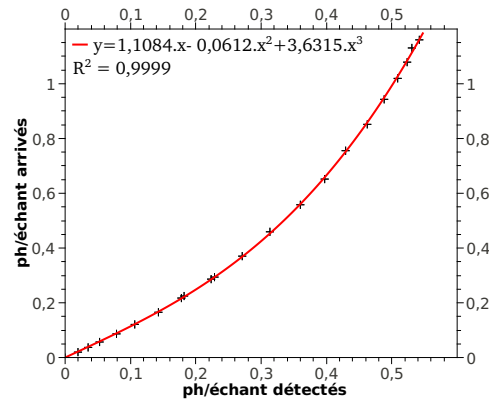


FIGURE 4.9 – Courbe de correction de la saturation du photo-compteur. L'axe des abscisses donne la densité locale de photons détectés en un point de l'image. L'axe des ordonnées donne la densité locale de photons qui serait détectée par un instrument ne souffrant pas du défaut de saturation, c'est à dire du nombre de photons effectivement arrivés sur le détecteur si on considère que le rendement quantique de l'instrument vaut 1.

La figure 4.10 montre un exemple de résultat de "dé-saturation" obtenu sur des données expérimentales pour des images présentant en moyenne 500 photons détectés par trame. Sans correction de la saturation, le pic fait 90% de sa hauteur théorique. Avec la correction, le défaut est réduit et l'on atteint 98% de la hauteur théorique. Deux possibilités peuvent expliquer l'écart résiduel :

- une incertitude sur la durée des signaux carrés générés par le monostable sur notre banc de test expérimental implique une différence avec les paramètres utilisés dans la simulation,
- l'interféromètre dit idéal ne l'est pas parfaitement puisque l'instant d'arrivée des photons est discrétisé pour la simulation.

Cependant, ce défaut résiduel reste très faible et sa correction demande un travail important pour un effet incertain. La meilleure méthode à employer pour éviter ce problème pour un instrument "sur le ciel" serait simplement d'opter pour une carte d'acquisition

plus rapide. Cela n'a pas été fait sur notre dispositif car nous souhaitons faire l'acquisition en simultané du signal à fort flux avec un niveau de quantification en tension important. Or la carte NI-6289 nous permettait de le faire sans surcoût ni délai supplémentaire.

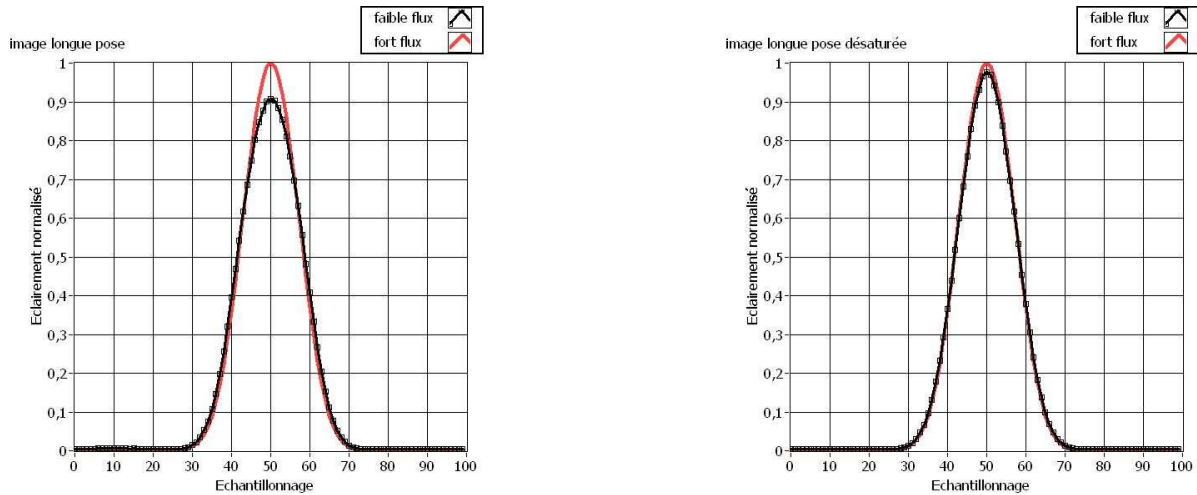


FIGURE 4.10 – Exemple de correction de l'effet de saturation : L'image de gauche est obtenue sans chercher à corriger l'effet de saturation dans le cas où l'on a 500 ph/tr. L'image de droite est obtenue avec les mêmes données après correction de l'effet de saturation.

4.2.4 Courant d'obscurité

Une fois la correction de saturation effectuée, nous pouvons comparer les images longues poses obtenues à faible et fort flux un peu plus dans le détail. Si l'on observe le DF des deux images, on constate qu'il subsiste un décalage d'éclairement constant sur tout le champ entre les deux images (cf Fig.4.11 à gauche). Ce fond continu est dû à ce qu'on appelle le courant d'obscurité du détecteur. Un photo-compteur peut en effet produire un clic alors qu'il n'a reçu aucun photon provenant de la source étudiée. Ces faux clics sont produits de manière aléatoire et se répartissent donc de manière homogène sur toute l'image. Lors de l'empilement des images courtes poses, ce courant d'obscurité induit un offset d'éclairement constant sur toute l'image. L'amplitude de ce phénomène peut être évaluée en faisant fonctionner le détecteur "à vide", c'est à dire sans signal incident à mesurer. Les clics obtenus dans ce cas sont donc tous des faux clics. Par une étude

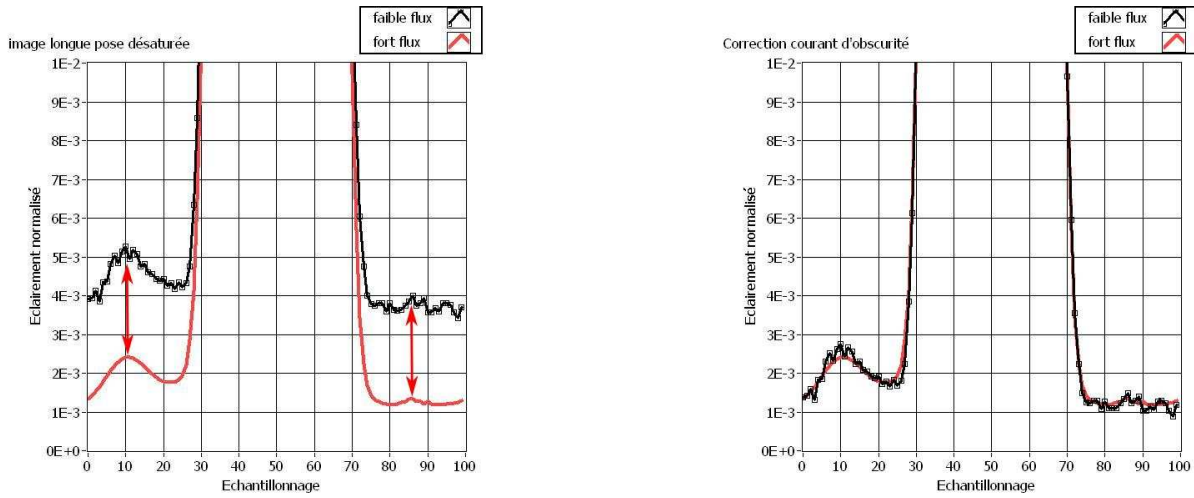


FIGURE 4.11 – Correction de l'effet de courant d'obscurité : la figure de gauche montre les images longue pose obtenues expérimentalement en RCP et à fort flux. On voit qu'il existe un écart d'éclairement constant sur tout le champ entre les deux images. Cet effet est lié au courant d'obscurité du détecteur. La figure de droite, montre la même image après soustraction des 9 faux clics en moyenne par trame dus au courant d'obscurité.

statistique, on peut déterminer ainsi le nombre moyen de faux clics par trame. Sur notre banc de test, le courant d'obscurité induit en moyenne 9 faux clics par trame. A partir de cette valeur, on peut corriger l'offset d'éclairement sur l'image longue pose. Comme on peut le voir sur l'image de droite de la figure 4.11, une fois cet effet corrigé, les images obtenues à fort et faible flux sont quasi identiques.

4.2.5 Bilan

Dans cette partie nous avons donc réussi à traiter les données obtenues en régime de comptage de photons pour nous ramener à une image quasi identique à celle obtenue en fort flux. La figure 4.12 résume ce processus.

Il nous faut maintenant évaluer l'impact du RCP sur notre dispositif de cophasage.

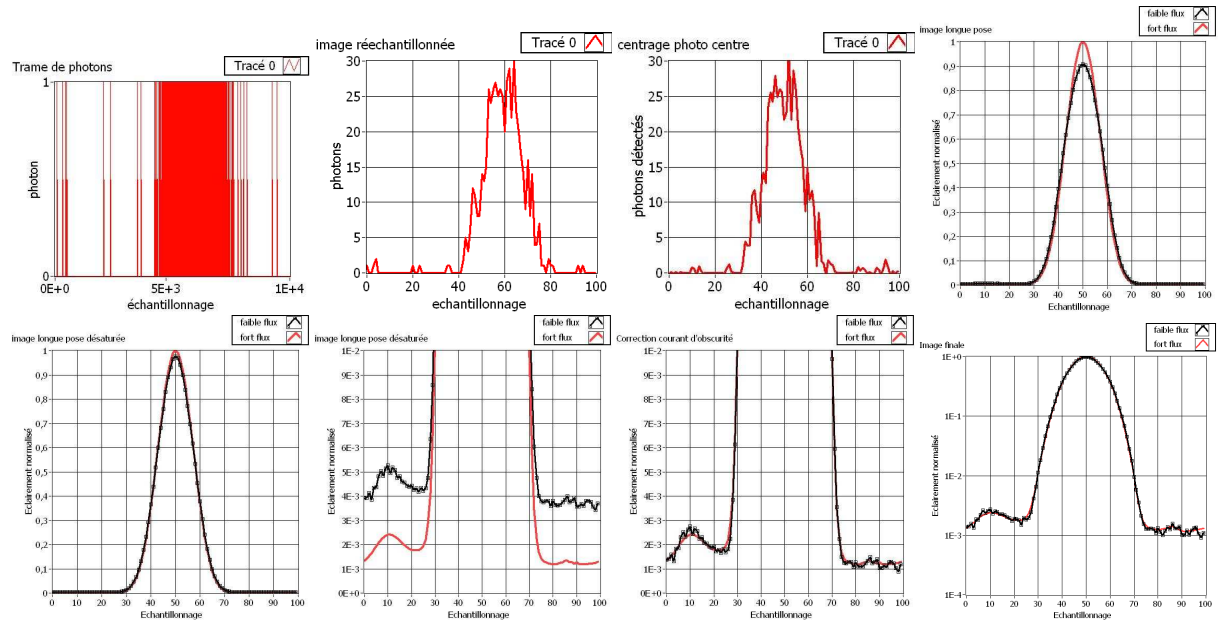


FIGURE 4.12 – Processus de réduction des données. Il se décompose en cinq étapes : le ré-échantillonnage de l'image, leur synchronisation, la formation de l'image longue pose à partir des images courtes poses, la correction de l'effet de saturation et finalement la soustraction de l'effet du courant d'obscurité. La figure en bas à droite montre, en échelle logarithmique, une comparaison des images longues poses obtenues à partir des données fort flux et des données RCP.

4.3 Impact du régime de comptage de photons sur le dispositif de cophasage

Nous allons tester en simulation l'impact du régime de comptage de photons sur le comportement de notre algorithme de cophasage pour en déduire d'éventuelles modifications à lui apporter.

4.3.1 Choix de la métrique

Dans le chapitre précédent, nous avons évalué les performances des différentes métriques pour une utilisation à fort flux. Ici nous allons tester les comportements de ces métriques dans le cas du régime de comptage de photons.

Pour chacune d'elles, nous allons comparer l'évolution moyenne de la dynamique des images courtes poses. Pour cela, nous calculerons d'abord la réponse de l'instrument à fort flux (non bruité) puis nous utiliserons un générateur de bruit poissonien pour obtenir le signal en RCP. La mesure de la dynamique sera effectuée sur les images courtes poses à fort flux, de manière à ne dépendre que du niveau de cophasage et pas du bruit de photons. L'algorithme de cophasage recevra lui, le signal en RCP. Ces simulations ne tiendront compte que de l'effet du bruit de photons et pas des problèmes de saturation et de courant d'obscurité liés au détecteur.

Sur notre banc de test, la source observée émet une lumière monochromatique. Les défauts de phase initiaux sont donc tirés de manière aléatoire entre $-\pi$ et π . Ils sont identiques pour chaque métrique et quasi-statiques durant le processus de cophasage. Cela signifie que l'on suppose négligeables les fluctuations de phase au cours du temps dues à l'environnement. Les valeurs de piston de diversités sont également tirées aléatoirement dans la PPD au début de chaque cycle et sont appliquées pour les quatre métriques. De cette manière, on compare l'efficacité des métriques pour des situations les plus similaires possibles. Pour obtenir une valeur moyenne de l'évolution de la dynamique, chaque

simulation est répétée 100 fois.

Les paramètres de la simulation sont présentés ci dessous :

- 5 individus par génération
- 2 parents par génération
- 10 itérations de l'AG par cycle de cophasage
- plage de mutation : $\pm 0,005\text{rad/itération}$
- PPD (4 cas envisagés) :
 - $[-\pi; \pi]$
 - $[-\pi/2; \pi/2]$
 - $[-\pi/4; \pi/4]$
 - $[-\pi/10; \pi/10]$
- Flux de photons : ∞ (fort flux), 1000, 500, 100 ph/image.

L'ensemble des résultats de ses simulations sont présentés en annexe. Nous utiliserons dans ce paragraphe quelques uns de ces résultats afin d'illustrer les phénomènes observés. La figure 4.13, montre l'évolution de la dynamique en utilisant la métrique $M2[-\pi/4; \pi/4]$ en fonction du flux de photons incidents. L'effet du régime de comptage de photons sur l'algorithme de cophasage y est clairement mis en évidence. D'une part, la dynamique maximale atteinte par l'algorithme décroît avec le flux de photons, et d'autre part le nombre de cycles nécessaires pour atteindre cette limite est de plus en plus grand. Ce comportement apparaît quelle que soient la métrique et la PPD utilisée.

Les résultats obtenus dans le cas 1000 ph/image sont présentés figures 4.14 et 4.15. La figure 4.14, présente pour une métrique donnée, l'évolution moyenne de la dynamique en fonction de la PPD choisie. La figure 4.15 présente pour une PPD donnée l'évolution moyenne de la dynamique en fonction de la métrique choisie. L'impact du comptage de photons étant très important, le comportement des différentes métriques risque d'en être

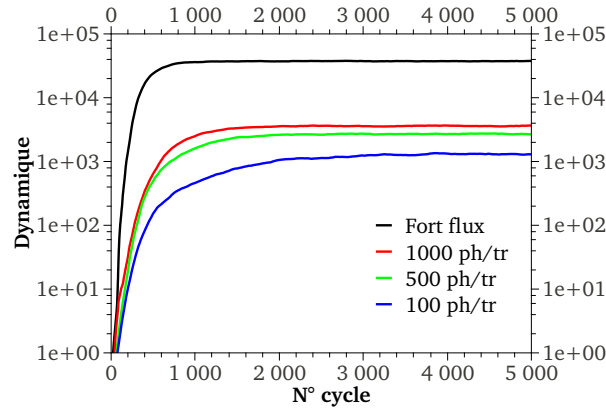


FIGURE 4.13 – Évolution moyenne de la dynamique avec la métrique $M2[-\pi/4; \pi/4]$ en fonction du flux incident

affecté. C'est ce que nous allons voir dans la suite de ce paragraphe.

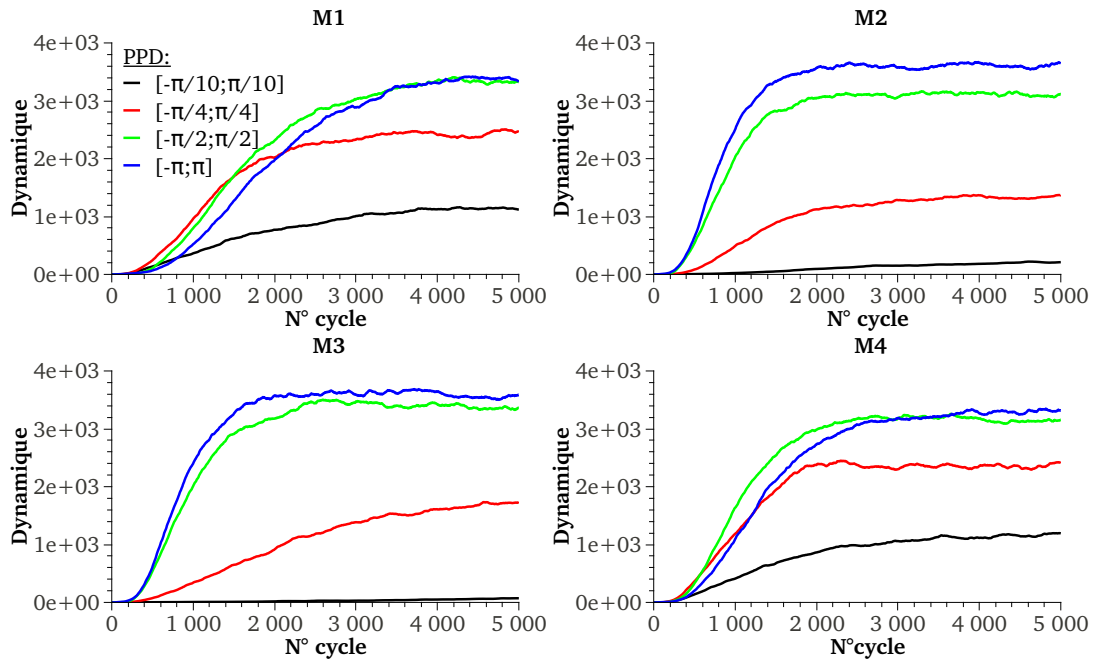


FIGURE 4.14 – Évolution moyenne de la dynamique en régime de comptage de photons pour une métrique donnée en fonction de la PPD utilisée

Comme on peut le voir figure 4.15 et en conformité avec ce qui a été observé à fort flux, M1 a un comportement similaire à M4 et M2 à M3. Le comportement de M2 et M3 vis à vis de la PPD ressemble à ce qui a été observé à fort flux : les performances sont d'autant

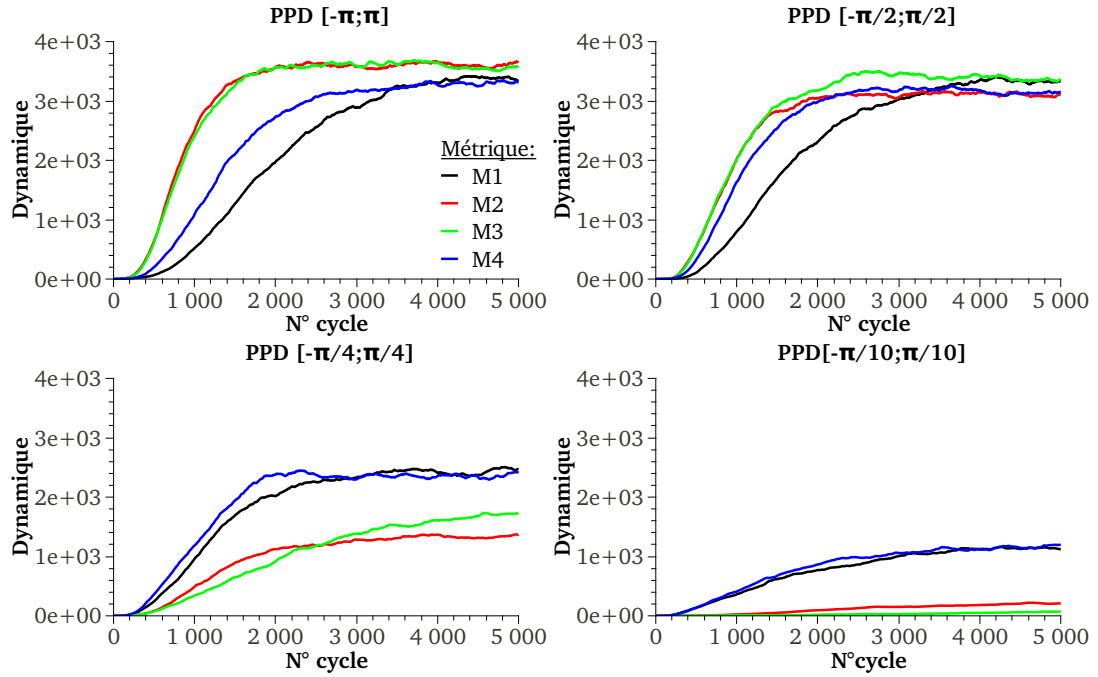


FIGURE 4.15 – Évolution moyenne de la dynamique en régime de comptage de photons pour une PPD donnée en fonction de la métrique utilisée

meilleures que la PPD est grande. Cependant, en régime de comptage de photons, la diminution des performances avec la diminution de la PPD est encore plus marquée. On peut en déduire que le bruit de photons, tout comme le comportement naturel de M2 et M3, défavorise les PPD de petites tailles. En effet, l'algorithme estime les défauts de phase à partir des différences existant entre l'image de référence et l'image de diversité. Or, dans le cas du régime de comptage de photons, si les pistons de diversité sont trop faibles, la principale différence entre les deux images sera due non pas aux pistons de diversité, mais au bruit de photons. En conséquence, plus la PPD est petite, plus l'algorithme risque de donner des valeurs de correction aberrantes.

Le comportement de M1 et M4 est plus complexe. A fort flux, nous avons constaté que les performances sont d'autant meilleures que la PPD est petite. Or, comme on vient de le voir, le régime de comptage de photons, lui, défavorise les PPD de petites tailles. On va donc avoir une concurrence entre ces deux phénomènes. C'est ce que l'on observe sur la figure 4.14. Les métriques donnent des résultats relativement similaires pour des

tailles de PPD allant de $[-\pi/4; \pi/4]$ à $[-\pi; \pi]$, puis ces performances finissent par chuter lorsque l'on atteint des tailles de PPD faibles. L'augmentation de l'impact du bruit de photons avec la diminution de la PPD est donc partiellement compensée par l'augmentation de l'efficacité de la métrique. En contrepartie de cette souplesse sur la taille PPD, les meilleures performances de M1 et M4 sont inférieures à celles de M2 et M3 (cf fig.4.15), qui en favorisant naturellement les PPD de grande taille, sont moins gênées par le bruit de photons.

En RCP, les métriques M2 et M3 devraient donc, a priori, nous permettre d'obtenir les meilleurs résultats. Cependant, comme on l'a vu dans la partie précédente, les modulateurs piezo électriques présents sur notre banc de test expérimental présentent un défaut d'hystérésis qui implique que plus la variation de piston à appliquer est grande, plus son application est entachée d'imprécision. A fort flux, nous avons constaté que les meilleurs résultats obtenus avec M2 l'étaient pour des PPD de l'ordre de $[-\pi/4; \pi/4]$. Or pour ces valeurs de PPD, les simulations réalisées à fort flux montraient déjà qu'il était plus avantageux de travailler avec M1 ou M4. Le bruit de photons tendant à dégrader de manière encore plus rapide les performances de M2 et M3 avec la diminution de la PPD, cela restera vrai quel que soit le flux de photons comme on peut le voir figure 4.16.

Les figures 4.15 et 4.16 nous indiquent également que pour différentes valeurs de PPD et de flux de photons, les résultats obtenus avec M4 sont globalement meilleurs que ceux obtenus avec M1 ; nous choisirons donc cette métrique préférentiellement.

Finalement, si l'on s'intéresse à la valeur optimale de PPD à utiliser avec M4 pour les différents flux de photons envisagés (100, 500, 1000 ph/tr), on constate que celle-ci est comprise entre $[-\pi; \pi]$ et $[-\pi/2; \pi/2]$ (cf fig 4.17). Les performances observées sont ensuite décroissantes pour des PPD plus petites. Expérimentalement, nous avons constaté que le défaut d'hystérésis devient dominant pour des valeurs de PPD supérieures à $[-\pi/4; \pi/4]$. En conclusion, la métrique $M4[-\pi/4; \pi/4]$, qui est la moins sensible à l'impact conjugué

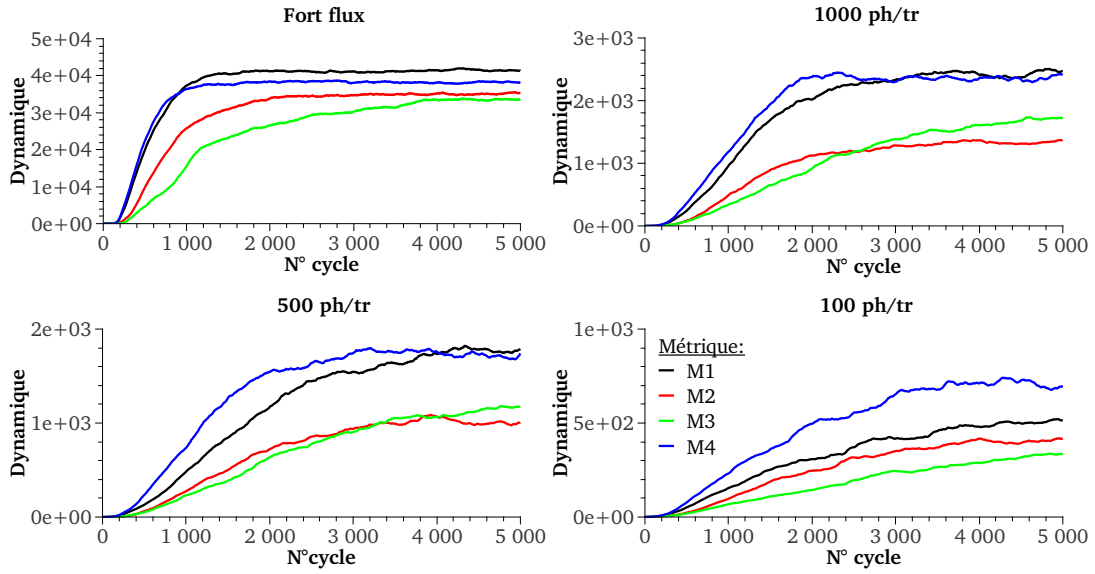


FIGURE 4.16 – Évolution moyenne de la dynamique pour une PPD de $[-\pi/4; \pi/4]$ en fonction du flux incident : pour cette valeur de PPD, les métriques M1 et M4 sont plus efficaces que les métriques M2 et M3 quel que soit le flux incident.

du régime de comptage de photons et de l'hystérésis des modulateurs piezo-électriques, constitue le meilleur choix dans le cas spécifique de notre banc de test expérimental. Il est cependant important de noter que si l'on souhaitait réellement optimiser les performances de notre instrument, il serait indispensable de corriger convenablement l'effet d'hystérésis pour pouvoir utiliser les métriques M2 ou M3 avec une PPD de taille maximale.

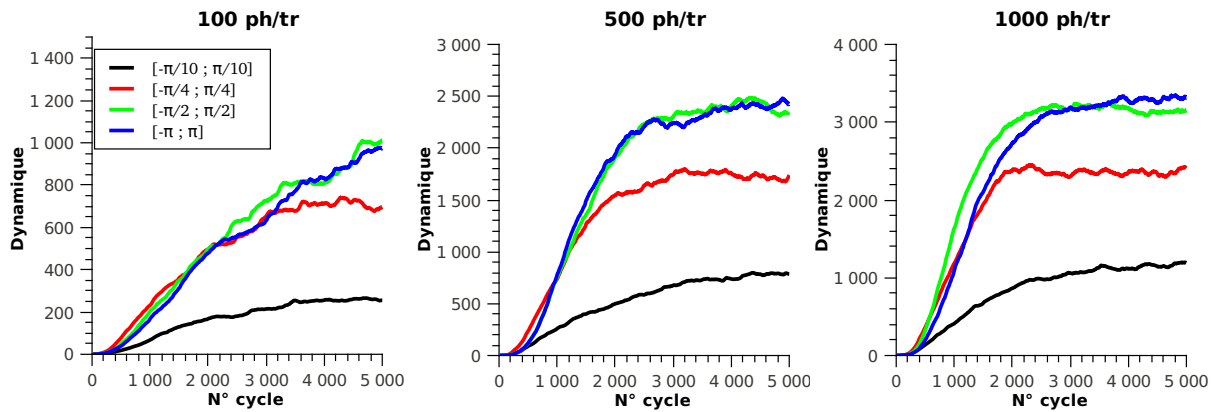


FIGURE 4.17 – Évolution moyenne de la dynamique obtenue avec M4 en fonction du flux incident et de la PPD.

4.3.2 Gestion du paramètre de mutation

Nous avons vu au chapitre précédent qu’une bonne gestion de la taille de la plage de mutation appliquée dans l’algorithme génétique permet d’améliorer sensiblement ses performances. Cette gestion a jusque là été réalisée grâce à la mise en place de différents estimateurs ayant pour fonction d’évaluer le défaut de piston moyen $\Delta\theta$ existant dans l’instrument. Cette méthode doit pouvoir être utilisée dans le cas d’un fonctionnement en régime de comptage de photons, mais, étant donné la nécessité de travailler avec une plage de piston de diversité de grande taille, l’estimateur E_3 défini dans le chapitre 3, n’est plus valable. Il est donc nécessaire de définir un nouvel estimateur qui puisse être fonctionnel dans ces circonstances. Malheureusement, mon travail sur le régime de comptage de photons n’ayant été engagé que tardivement au cours de ma thèse, je n’ai pas eu le temps matériel d’étudier ce problème convenablement.

Ce point ne m’a cependant pas empêché d’obtenir des résultats expérimentaux en régime de comptage de photons et ne remet pas en cause le fonctionnement du dispositif de cophasage. En effet, l’application d’une plage de mutation de taille fixe, bien qu’elle ne permette pas un fonctionnement optimal du dispositif de cophasage, suffit comme nous allons le voir dans la suite de ce chapitre, à obtenir des résultats permettant de valider notre étude.

4.4 Validation expérimentale

Dans cette partie, nous présentons les résultats expérimentaux obtenus sur le banc THT après la mise en place du dispositif de cophasage en régime de comptage de photons. Nous rappelons que ce montage nous permet notamment de faire l’acquisition simultanée d’images courtes poses en RCP et à fort flux. Le cophasage est réalisé à partir des données en RCP.

4.4.1 Remarque préliminaire : prise en compte du défaut de saturation du détecteur à comptage de photons

Comme nous l'avons vu précédemment, le principe de fonctionnement du détecteur à comptage de photons induit un effet de saturation lorsque les photons arrivent sur le détecteur de manière trop rapprochée. La non prise en compte de ce défaut dans le dispositif de cophasage peut devenir problématique. En effet, dans ce cas, l'algorithme va chercher à interpréter la déformation de l'image due à l'effet de saturation comme un défaut de cophasage et risque, lorsque la saturation est importante, de proposer des valeurs de corrections aberrantes. Pour limiter ce risque, il est donc nécessaire de dé-saturer les images courtes poses en temps réel. Tout d'abord, les trames de photons sont ré-échantillonnées à la limite de Shanon afin de limiter au maximum le bruit de photons. Ensuite, l'effet de saturation est corrigé à partir de la courbe définie dans la partie précédente. Enfin, les données dé-saturées sont envoyées à l'algorithme de cophasage.

La figure 4.18 montre un exemple expérimental d'évolution de la dynamique dans un cas où la saturation est importante, en fonction de l'application ou non de la correction de saturation. On voit que cette correction amène une amélioration non négligeable pour des flux de photons importants.

4.4.2 Évolution expérimentale de la dynamique et premières images

Dans un premier temps, j'ai cherché à cophaser le système lors de l'observation d'une source ponctuelle afin d'observer l'évolution de la dynamique au cours du temps pour différents flux de photons. Les paramètres suivants ont été utilisés pour l'algorithme de cophasage :

- 5 individus par génération
- 2 parents par génération

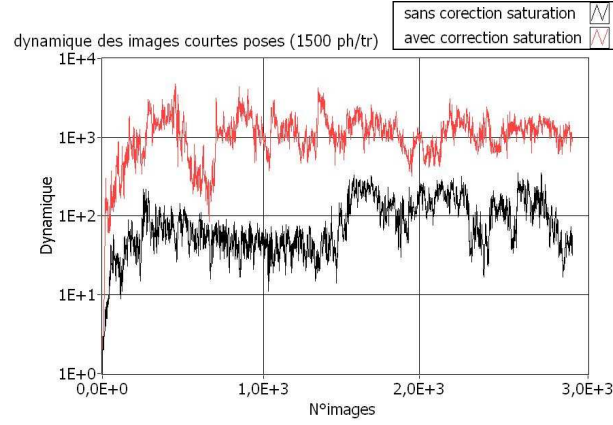


FIGURE 4.18 – Comparaison de l'évolution de la dynamique des images courtes poses obtenues avec et sans correction de l'effet de saturation durant l'acquisition. Ces courbes sont obtenues sur le banc de test expérimental, pour un flux moyen de 1500 photons détectés par trame. Le cophasage est obtenu à partir des données faible flux. La dynamique est mesurée sur les images fort flux.

- 10 itérations de l'AG par cycle de cophasage
- plage de mutation : $\pm 0,05 \text{ rad/itération}$
- métrique : $M4[-\pi/4; \pi/4] \text{ rad}$

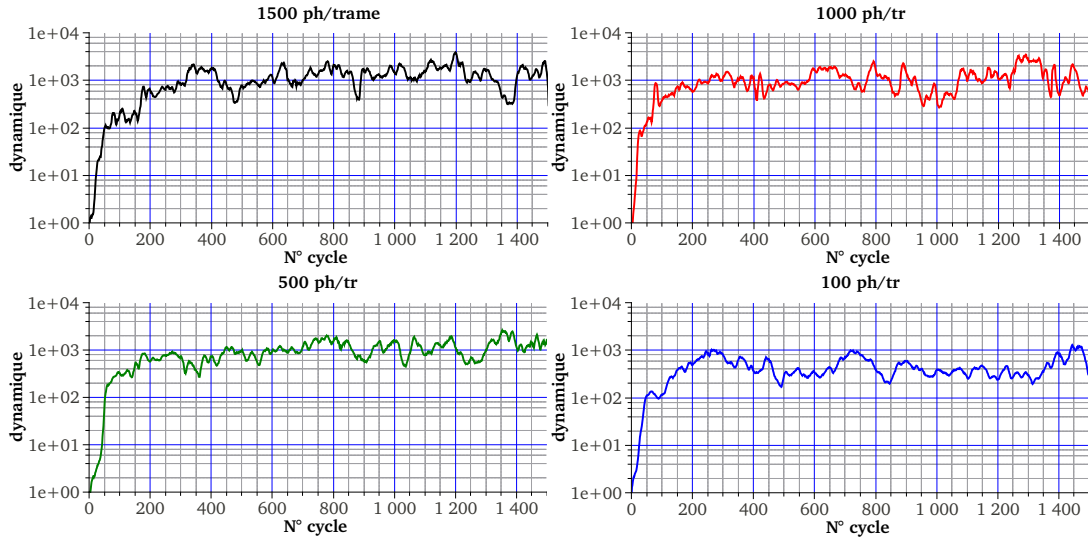


FIGURE 4.19 – Évolution de la dynamique observée sur le banc THT en régime de comptage de photons. Le cophasage est réalisé à partir des images en RCP ; la mesure de la dynamique est faite sur les images obtenues en parallèle, à fort flux. Les flux de photons indiqués correspondent au nombre moyen de photons détectés par image courte pose.

La figure 4.19 donne un exemple d'évolution expérimentale de la dynamique obtenue pour différents niveaux photométriques (1500, 1000, 500 et 100 photons détectés par trame). Nous constatons que les résultats obtenus pour 1500, 1000 et 500 photons sont très similaires, la dynamique se stabilisant à 1.10^3 , après environ 300 cycles de l'algorithme. Cela correspond, comme nous pouvons le voir figure 4.20 à des inégalités de longueurs de chemins optiques de 18 *nm* RMS. Le fait de ne pas voir les performances de l'instrument s'améliorer avec l'augmentation du flux de photons, semble indiquer que l'effet de saturation du détecteur n'est pas parfaitement corrigé lorsque le niveau photométrique devient important, ce qui entraîne une limitation du niveau de cophasage maximal accessible à l'instrument. Une amélioration sur ce point pourrait donc être envisagée. Pour 100 photons détectés par trame, la dynamique mesurée à fort flux, se stabilise à un niveau moyen d'environ 4.10^2 ($OPD_{RMS} \sim 30$ *nm*).

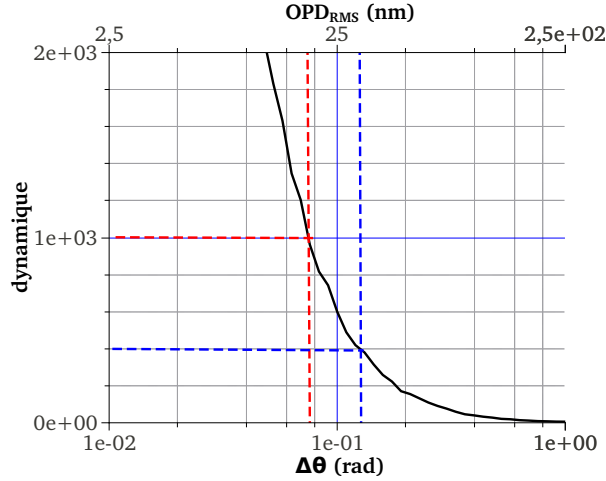


FIGURE 4.20 – Évaluation de l'écart résiduel de longueur de chemin optique obtenu expérimentalement en RCP. Les droites rouges correspondent aux résultats observés pour 1500, 1000 et 500 *ph/tr*, les bleus, pour 100 *ph/tr*.

A partir des images courtes poses obtenues en RCP, j'ai ensuite formé les PSF longues poses résultantes (cf fig.4.21). Les dynamiques observées sont de l'ordre de 2.10^3 pour 1500, 1000 et 500 *ph/tr* et de 1.10^3 pour 100 *ph/tr*.

Ces premiers résultats, sont très encourageants puisque, même pour un flux de seulement 100 ph/tr nous avons démontré expérimentalement qu'il est possible d'atteindre un niveau de cophasage d'au moins $\frac{\lambda}{50}$. Ils valident donc l'efficacité de ce dispositif en régime de comptage de photons.

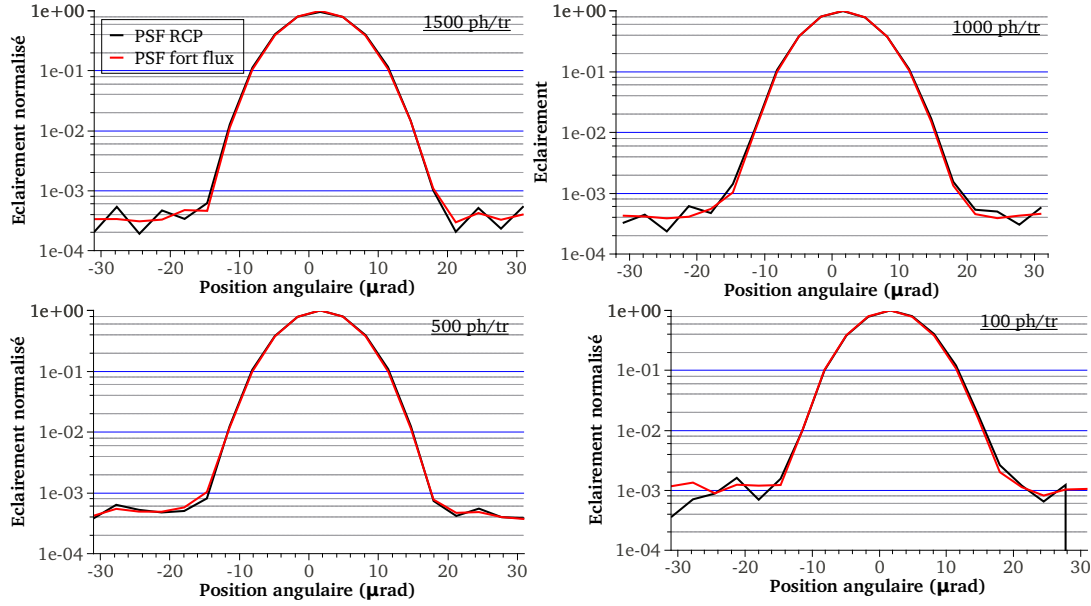


FIGURE 4.21 – PSF longue pose obtenues expérimentalement en RCP. Les données longues poses sont obtenues par addition d'images courtes poses ré-échantillonnées à 20 pixels (1300 images courtes poses pour 1500 et 1000 ph/tr , 10000 pour 500 ph/tr et 4000 pour 100 ph/tr .)

4.4.3 Imagerie d'un système binaire

Nous allons maintenant utiliser ces performances pour réaliser l'imagerie d'un système binaire déséquilibré.

L'objet binaire est composé de deux sources ponctuelles présentant une séparation angulaire α_i non modulable de 25 μrad . Le rapport d'éclairement r_i entre les deux étoiles, lui, peut être ajusté par l'expérimentateur. Nous avons réalisé deux séries d'images pour des flux de 500 et 100 ph/tr . Les flux de 1500 et 1000 ph/tr ne sont pas testés puisque nous avons vu que le défaut de saturation limite leurs performances.

Les rapports d'éclairement r_i testés sont de 700 et 1500 pour le flux de 500 ph/tr et de

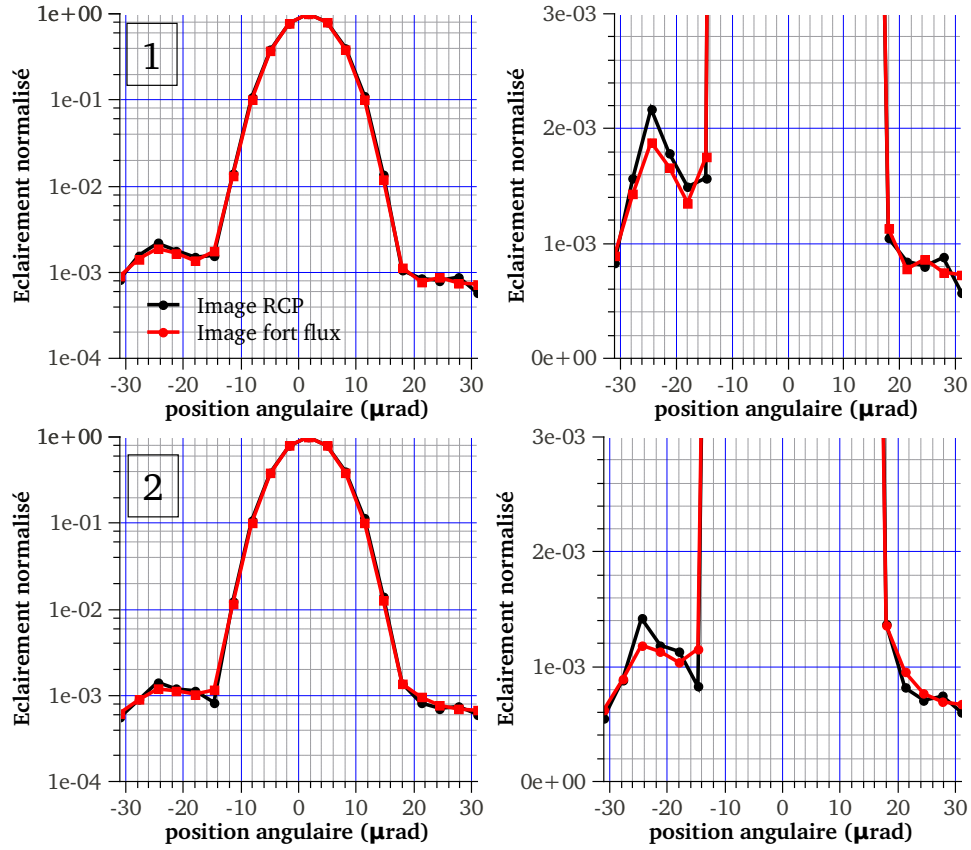


FIGURE 4.22 – Images expérimentales de systèmes binaires obtenues en RCP pour un flux de 500 photons détectés par trame. Les systèmes binaires observés présentent des rapports d'éclairement entre leur composante principale et secondaire de 700 (images 1), et 1500 (images 2). Les images sont représentées en échelle logarithmique (à gauche) et linéaire (à droite)

100, 500 et 1000 pour le flux de 100 ph/tr . Les images longues poses sont formées par superposition de 5.10^3 images courtes poses pour le premier flux testé et 1.10^4 pour le second. Elles sont présentées figures 4.22 (flux de 500 ph/tr , images 1 et 2) et 4.23 (flux de 100 ph/tr , images 3, 4 et 5). Le tableau 4.1 récapitule les résultats obtenus dans chacun de ces cas.

Pour la figure 4.22, les données obtenues à fort et faible flux sont quasiment identiques. Le compagnon faiblement lumineux est détecté sans ambiguïté dans les deux cas testés, et la séparation angulaire α_i entre les deux composantes est convenablement restituée.

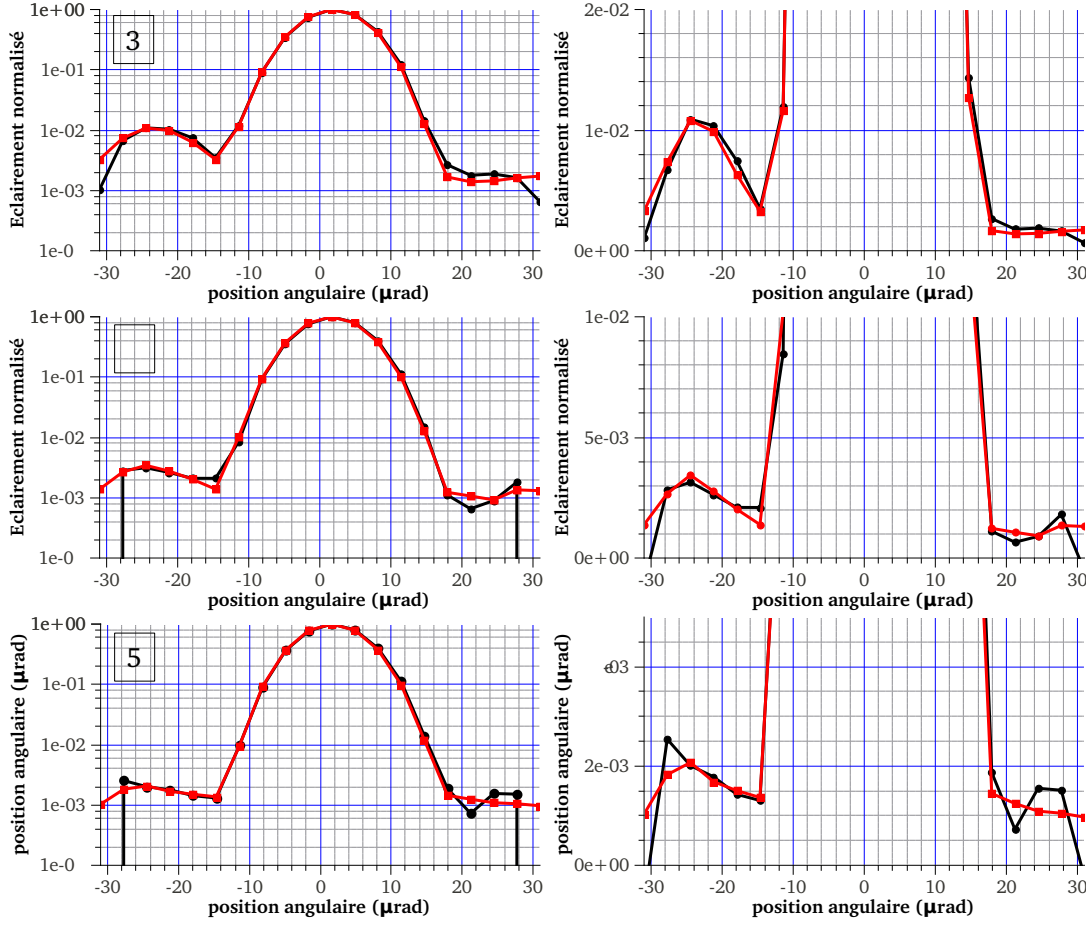


FIGURE 4.23 – Images expérimentales de systèmes binaires obtenues en RCP pour un flux de 100 photons détectés par trame. Les systèmes binaires observés présentent des rapports d'éclairement entre leur composante principale et secondaire de 100 (images 3), 500 (images 4) et 1000 (images 5). Les images sont représentées en échelle logarithmique (à gauche) et linéaire (à droite)

Cependant le rapport d'éclairement r_i est fortement sous estimé et ce d'autant plus que sa valeur réelle est grande.

Sur les images obtenues pour un flux de 100 ph/tr , nous constatons que l'effet du bruit de photons est encore présent pour deux des trois images ($r_2 = 500$ et $r_3 = 1000$). Les données obtenues à fort et faible flux ne sont donc pas exactement les mêmes. Sur l'image 5, cet effet empêche même de clairement détecter le compagnon en RCP. Les performances limites de notre instrument sont données par l'image obtenue à fort flux sur laquelle le compagnon est bien visible. L'augmentation du nombre N d'images courtes

n° image flux (ph/tr)	1	2	3	4	5
r_i	700	1500	100	500	1000
RCP	450	710	90	330	?
fort flux	530	830	90	300	500

TABLE 4.1 – Tableau récapitulatif des résultats obtenus en régime de comptage de photons pour l’imagerie de systèmes binaires. r_i est le rapport d’éclairement entre la composante principale du système et son compagnon. La ligne RCP indique l’estimation faite de r_i à partir de l’image obtenue en régime de comptage de photons. La ligne fort flux fait de même mais avec l’image obtenue à fort flux.

poses additionnées devraient donc pouvoir éliminer ce défaut suivant une loi en \sqrt{N} . Nous constatons cependant que, comme dans le cas précédent et même sur les images fort flux, la valeur de r_i est toujours sous estimée. Nous devons donc chercher l’origine de cette erreur de mesure pour éventuellement la corriger.

4.4.4 Correction du résidu de déphasage

Lorsqu’un hypertélescope n’est pas parfaitement cophasé, la contrainte de stigmatisme de l’instrument n’est pas complètement respectée. De ce fait, une part des photons collectés, d’autant plus importante que le niveau de cophasage est faible, va se répartir de manière non contrôlée sur l’ensemble des pixels de l’image courte pose. De plus, pour deux images courtes poses différentes, les défauts de phase n’ont pas de raison d’être identiques, et sont donc incohérents entre eux. Il en résulte, lors de la superposition d’images courtes poses pour former une image longue pose, la superposition à l’image idéale de l’objet, d’un fond continu homogène, correspondant à la somme incohérente des photons ne respectant pas la contrainte de stigmatisme.

Dans le cas du régime de comptage de photons, ce point devient crucial, car les niveaux de cophasage atteints sont moins importants, et par conséquent la contribution incohérente elle l’est beaucoup plus. Pour évaluer convenablement le rapport d’éclairement entre deux objets sur une même image, il devient alors indispensable de pouvoir surpasser ce

n° image flux (ph/tr)	1	2	3	4	5
r_i	700	1500	100	500	1000
RCP	600	1100	100	500	?
fort flux	710	1400	100	400	1000

TABLE 4.2 – Tableau récapitulatif des résultats obtenus en régime de comptage de photons pour l’imagerie de systèmes binaires après correction du résidu de déphasage. r_i est le rapport d’éclairement entre la composante principale du système et son compagnon. La ligne RCP indique l’estimation faite de r_i à partir de l’image obtenue en régime de comptage de photons. La ligne fort flux fait de même mais avec l’image obtenue à fort flux.

problème.

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que des flux de 500 et 100 ph/tr limitent la dynamique des images longues poses obtenues avec notre instrument à, respectivement, 2.10^3 et 1.10^3 . Les fonds lumineux associés valent donc 5.10^{-4} et 1.10^{-3} (en normalisant l’éclairement de l’étoile principale à 1). Ces contributions correspondent à une somme de photons non cohérents et ne contiennent de ce fait aucune information sur l’objet observé. Elles peuvent donc être soustraite de l’image, de manière similaire à ce que nous avons fait pour le courant d’obscurité.

J’ai donc appliqué cette méthode aux images de systèmes binaires que nous venons d’obtenir. Les figure 4.24 et 4.25 présentent les résultats obtenus. Comme nous pouvons le voir sur le tableau 4.2, l’évaluation du rapport d’éclairement entre les deux composantes du système est grandement amélioré par cette correction.

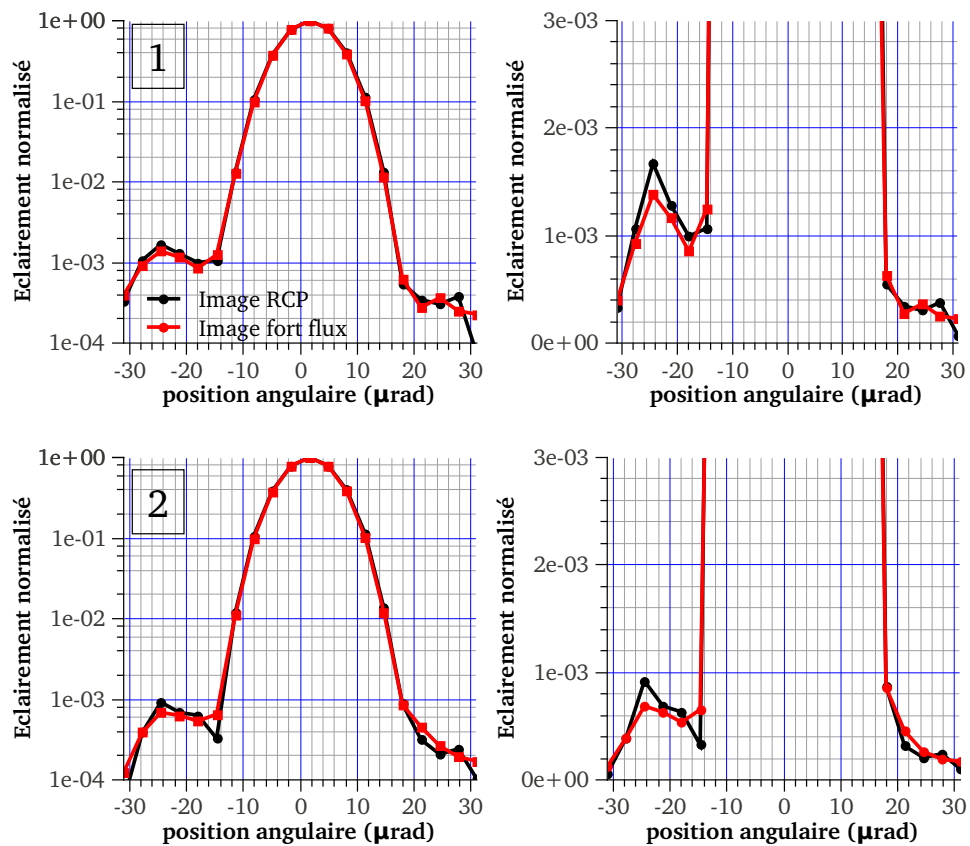


FIGURE 4.24 – Effet de la correction du résidu de déphasage sur les images expérimentales de systèmes binaires obtenues pour un flux de 500 photons détectés par trame. Les systèmes binaires observés présentent des rapports d'éclairement entre leur composante principale et secondaire de 700 (images 1), et 1500 (images 2). Les images sont représentées en échelle logarithmique (à gauche) et linéaire (à droite)

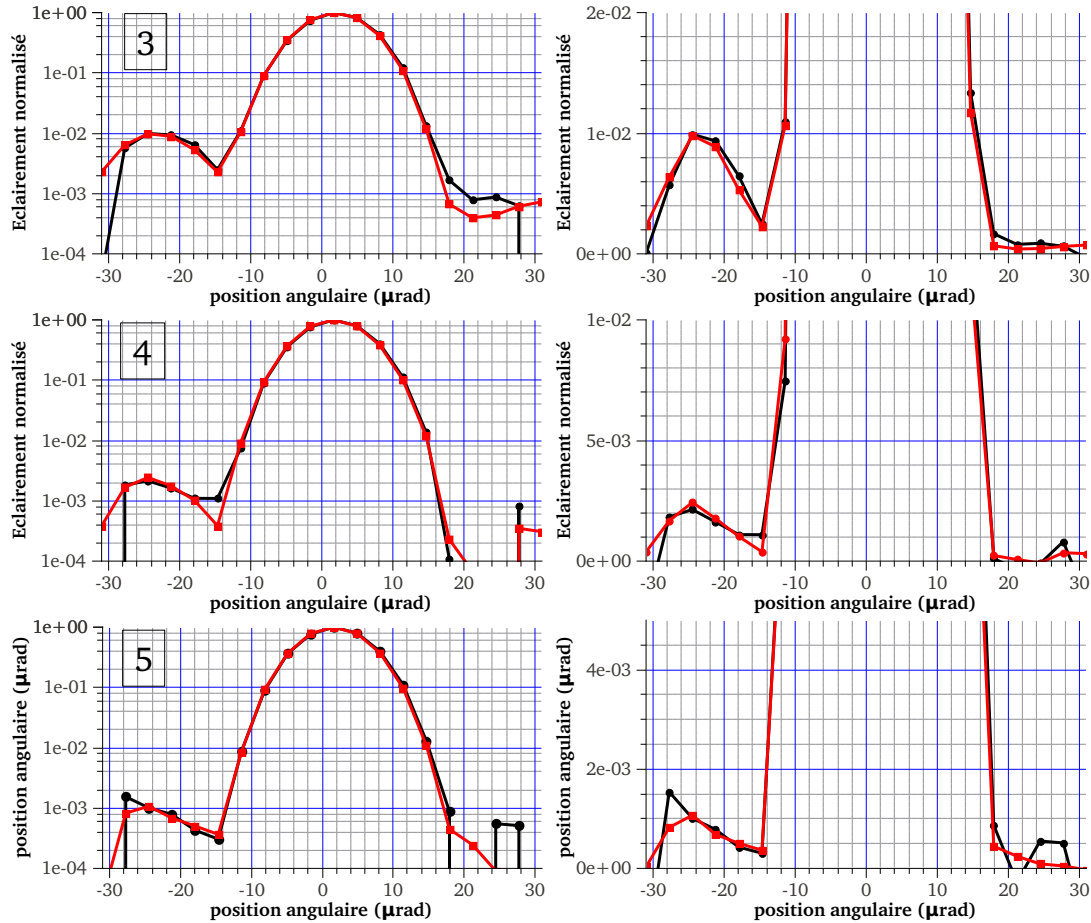


FIGURE 4.25 – Effet de la correction du résidu de déphasage sur les images expérimentales de systèmes binaires obtenues pour un flux de de 100 photons détectés par trame. Les systèmes binaires observés présentent des rapports d'éclairement entre leur composante principale et secondaire de 100 (images 3), 500 (images 4) et 1000 (images 5). Les images sont représentées en échelle logarithmique (à gauche) et linéaire (à droite)

4.5 Bilan et conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tout d’abord modifié l’architecture de notre banc de test afin de pouvoir faire l’acquisition en parallèle d’images en régime de comptage de photons et à fort flux. Nous avons notamment pour cela utilisé un dispositif novateur de détection utilisant le processus de conversion de fréquences. Nous avons ensuite mis en place une procédure de réduction des données nous permettant d’obtenir pour les deux régimes de fonctionnement des images longues poses quasi identiques, et ainsi de gommer l’effet du bruit de photons. Nous avons également modifié l’algorithme de cophasage afin de l’adapter aux contraintes du fonctionnement en régime de comptage de photons. Finalement, nous avons testé expérimentalement les performances de notre instrument, d’une part avec l’acquisition de plusieurs PSF pour différents flux de photons, et d’autre part grâce à l’imagerie de systèmes binaires fortement déséquilibrés. Nous avons ainsi validé la possibilité de détecter un objet environ 1000 fois moins lumineux que l’étoile qui lui est associée (différence de magnitude $\Delta m = 7,5$) avec un flux de seulement 100 *ph/tr* et environ 2000 fois ($\Delta m = 8,2$) pour un flux de 500 *ph/tr*. Ces performances, même s’il faut garder à l’esprit qu’elles ont été obtenues en lumière monochromatique et dans l’environnement favorable d’un laboratoire, sont très encourageantes. En effet, elles sont du même ordre de grandeur, voire meilleures, que celles obtenues en imagerie indirecte sur les grands interféromètres opérationnels à l’heure actuelle [Duvert et al., 2010, Zhao et al., 2011].

Chapitre 5

Perspectives

Ce chapitre a pour objectif, d’une part, de récapituler l’ensemble des points sur lesquels le banc THT dans sa configuration actuelle peut être amélioré, et d’autre part, de dégager des pistes de développement qui vont permettre de le rendre viable pour un projet de plus grande échelle. Enfin, nous proposerons un exemple d’application spatiale qui pourrait être mis en place dans la décennie à venir.

5.1 Améliorations à apporter au banc THT

Nous avons mis en évidence dans ce manuscrit plusieurs points sur lesquels il est possible de travailler pour améliorer les performances du banc THT.

Tout d’abord, des propositions ont été faites pour limiter de manière plus drastique qu’à l’heure actuelle les défauts instrumentaux intrinsèques du banc de test :

- La réalisation d’un nouveau coupleur interférométrique pour lequel un soin particulier serait apporté à l’orientation des axes neutres des guides ainsi qu’à la polarisation des ondes collectées par les différents télescopes permettrait de limiter le défaut de polarisation.
- Un dispositif d’asservissement des flux incidents sur chaque télescope du réseau permettrait de limiter le défaut d’apodisation

- La séparation de l'application de la modulation temporelle de chemins optiques et de correction des défauts de piston sur deux modulateurs de chemins optiques indépendants permettrait d'améliorer le contrôle de la phase des ondes se propageant dans l'instrument.
- A fort flux, la chaîne d'acquisition peut être améliorée par l'utilisation d'un détecteur refroidi.
- En régime de comptage de photons, la carte d'acquisition des trames de photons doit être plus rapide afin d'éviter le problème de saturation.
- La correction de l'effet d'hystérésis des modulateurs de chemins optiques piézoélectriques permettrait d'utiliser en RCP la métrique M2 couplée à une PPD de grande taille ce qui devrait, d'après nos simulations, améliorer les performances du dispositif de cophasage.

Une optimisation plus poussée des algorithmes de cophasage peut également être réalisée à plusieurs niveaux :

- Le rapport entre le nombre d'individus par génération et le nombre d'individus parents doit pouvoir être ajusté de manière à maximiser la vitesse de convergence de l'algorithme.
- On peut se demander pour l'algorithme 3, s'il est préférable d'augmenter le nombre d'individus par génération ou le nombre d'itérations par cycle de l'AG sachant que dans le premier cas, un grand nombre de calculs peut être effectué en parallèle sur une plate forme dédiée.
- Enfin, en RCP, la gestion de la mutation n'est pas optimale et il doit être possible de modifier la définition des métriques afin qu'elles prennent en compte l'effet statistique du bruit de photons sur les différentes contributions spectrales.

5.2 Quelques pistes de développement

5.2.1 Fonctionnement en lumière polychromatique

Le reproche majeur que l'on peut faire à notre banc de test à l'heure actuelle est de ne fonctionner qu'en lumière quasi-monochromatique. En effet, pour collecter un maximum de photons malgré la faible luminosité des sources astrophysiques, il est indispensable de travailler en lumière polychromatique sur des bandes spectrales d'au moins quelques nanomètres. Ceci implique cependant plusieurs difficultés par rapport au cas que nous avons traité dans ce manuscrit.

Conséquences instrumentales

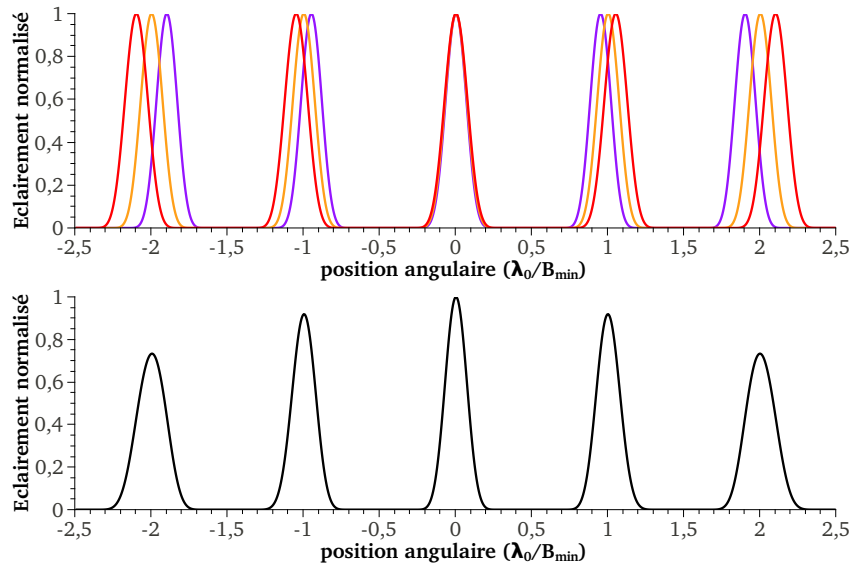


FIGURE 5.1 – PSF idéale de l'instrument en lumière polychromatique. **haut** : PSF observées dans le cas monochromatique pour différentes longueurs d'onde. La courbe orange correspond à la longueur d'onde λ , la rouge à $\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$ et la violette à $\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$. De plus, on a $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 0,1$. **bas** : PSF polychromatique obtenue par la somme des PSF monochromatique.

Le premier point concerne le cophasage. Le signal interférométrique obtenu en lumière polychromatique est égal à la somme incohérente des signaux que l'on obtiendrait in-

dividuellement aux différentes longueurs d'onde qui composent la lumière. La figure 5.1 montre les PSF observées dans le cas d'un instrument sans défaut et parfaitement cophasé présentant une configuration identique à celle du banc THT et ce pour différentes longueurs d'onde λ telles que :

$$\lambda \in [\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}; \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}] \quad (5.1)$$

λ_0 est la longueur d'onde centrale et $\Delta\lambda$ la largeur de bande.

Nous observons que des signaux ne sont pas identiques et que plus nous nous éloignons du motif d'ordre 0 plus ils se désynchronisent les uns des autres. Pour obtenir une image « parfaite » en lumière polychromatique, il faut donc uniquement observer les interférences d'ordre 0 . La condition de cophasage en lumière monochromatique :

$$\theta_{kl} = 0 [2\pi] \quad (5.2)$$

devient donc en lumière polychromatique :

$$\theta_{kl} = 0 \quad (5.3)$$

Cette différence peut représenter une difficulté pour notre algorithme de cophasage. En effet, le problème va présenter un grand nombre de solutions locales pour les valeurs θ_i telles que $\theta_{kl} = 0 + k.2\pi$. Ces valeurs sont très espacées les unes des autres dans l'espace des solutions. De ce fait, si nous ne sommes pas vigilants, notre algorithme risque de converger vers la zone d'un de ces optima locaux et d'y rester bloqué. Pour éviter cela, nous pouvons envisager plusieurs solutions.

La plus simple consiste, avant de faire l'acquisition d'une image, à positionner les lignes à retard "grande course" de manière à ce que les interférences observées soient d'ordre 0. Pour réaliser cela, nous pouvons utiliser les franges d'interférence à deux ondes obtenues

lors de l'observation d'une source ponctuelle en lumière polychromatique. L'idée est de synchroniser la position du maximum du paquet de franges observés (qui correspond aux interférences d'ordre 0) pour chacun des couples de télescopes du réseau. Une fois cette étape réalisée, les cas monochromatique et polychromatique sont très similaires et nous pouvons donc utiliser sans modification particulière les algorithmes développés dans cette thèse.

Une seconde méthode peut consister à modifier l'aspect mutation de l'algorithme génétique afin de lui permettre de donner aux individus fils des valeurs chromosomiques décalées d'exactly $\pm 2\pi$. De cette manière, l'algorithme ne reste pas bloqué sur un optimum local et pourra explorer l'ensemble des solutions.

Enfin, nous pouvons également envisager de coupler les algorithmes 2 et 3 présentés dans cette thèse. Le premier aura pour objectif de positionner les lignes à retard de l'instrument de manière à observer les interférences d'ordre 0. Pour cela, il effectuera des sauts de phase de $\pm 2\pi$ qui lui permettront d'explorer différents ordres d'interférence. Le second algorithme recherchera la solution optimale locale pour chacun des ordres testés en se ramenant au cas monochromatique.

Le polychromatisme est également à l'origine d'une seconde difficulté : la dispersion chromatique différentielle.

Dans un milieu dispersif et donc notamment dans les fibres optiques, deux ondes de longueurs d'onde différentes ne se propagent pas à la même vitesse. De plus, pour deux portions de fibres différentes, les variations d'indice ne sont pas les mêmes. De ce fait, le retard entre deux ondes de longueurs d'onde λ_1 et λ_2 ne sera pas le même après propagation dans deux fibres différentes et ce, même si les longueurs des fibres sont strictement identiques [Vergnole et al., 2004]. Lorsque l'on fait des interférences en lumière polychromatique, ce défaut risque donc de déformer la PSF de l'instrument.

Pour parer à cette éventualité, les fibres utilisées sur le banc THT ont été choisies no-

tamment car elles présentent une dispersion chromatique très faible à $1,5 \mu m$. Les effets différentiels seront donc eux mêmes, de faible valeur.

Toutefois, si ce choix ne s'avérait pas suffisant, il faudrait se tourner vers d'autres solutions. Nous pouvons par exemple supprimer les fibres optiques du système et travailler en espace libre. Il est cependant indispensable de garder sur l'instrument des composants permettant d'effectuer le filtrage spatial monomode des ondes collectées par les télescopes, par exemple au niveau de la recombinaison. Le développement des performances des fibres à cristaux photoniques pourrait également donner une solution intéressante à ce problème [Vergnole et al., 2005]. Enfin, il est envisageable, connaissant les caractéristiques des fibres utilisées, de corriger la déformation de la PSF par déconvolution.

Une troisième difficulté va apparaître en lumière polychromatique si l'on souhaite utiliser les détecteurs hybrides incluant un dispositif de conversion de fréquence afin de travailler aux longueurs d'ondes infrarouges avec un détecteur à comptage de photons silicium. En effet, les cristaux de PPLN utilisés dans ces dispositifs ne permettent de convertir que des bandes très étroites ($0,3 nm$ dans le cas du dispositif que j'ai utilisé sur le banc THT). Les développements en cours [Guillot et al., 2010] laissent cependant espérer la possibilité de contourner cette contrainte pour atteindre des largeurs de bande de plusieurs nanomètres.

Tests préliminaires sur le banc THT

Au cours de ma thèse, j'ai pu réaliser une étude préliminaire d'imagerie en lumière polychromatique. J'ai en effet obtenu sur le banc THT deux PSF pour des largeurs de bande de 10 et 40 nm . La technique de cophasage utilisée pour réaliser cela est la première décrite précédemment dans ce chapitre. Les images longues poses obtenues sont visibles figure 5.2. Elles présentent toutes deux une dynamique de l'ordre de 1000 ce qui constitue un premier résultat encourageant pour la suite. La déformation de la PSF observée appa-

raît systématiquement et, de manière surprenante, ne semble pas évoluer avec la largeur de bande de la source. Son origine n'est pas encore claire, mais nous soupçonnons un effet de polarisation. Ces premiers résultats tendent donc à confirmer d'une part que la méthode de cophasage est efficace, et d'autre part que les fibres utilisées sur le banc de test présentent très peu d'effets chromatiques différentiels.

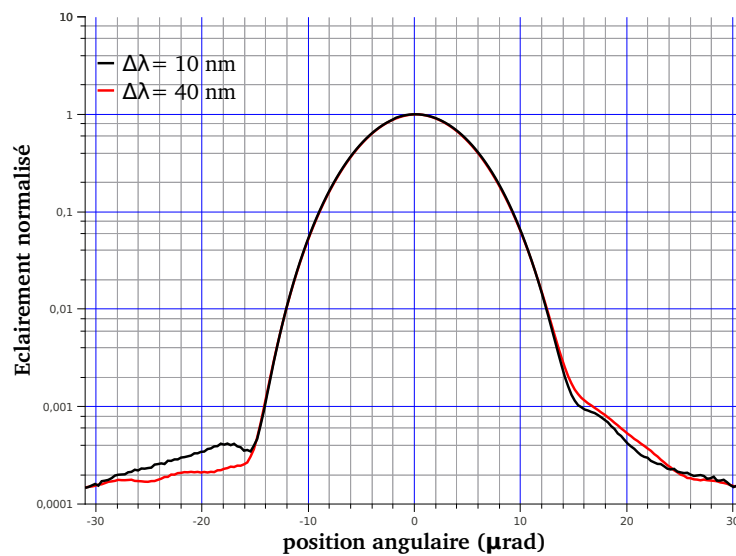


FIGURE 5.2 – PSF expérimentales obtenues sur le banc THT en lumière polychromatique

Pour finir, le fonctionnement en lumière polychromatique induit plusieurs difficultés qu'il est essentiel de résoudre avant de se lancer dans des projets d'hypertélescope de très grande envergure. Cependant, comme nous venons de le voir, des solutions existent ou sont en cours de développement et, il semble raisonnable de penser que ce point devrait pouvoir être surmonté à moyen terme.

5.2.2 Extension à l'imagerie bidimensionnelle

Les résultats expérimentaux présentés dans cette thèse se limitent à l'imagerie de systèmes binaires c'est-à-dire d'objets présentant une structure unidimensionnelle et très simple (deux sources ponctuelles côte à côte). Pour imager des objets plus complexes,

il sera nécessaire de fournir des images bidimensionnelles présentant un nombre d'éléments résolus (appelés résel) plus important. Cela implique d'avoir une pupille d'entrée présentant une structure bidimensionnelle et un nombre de télescopes formant le réseau plus important qu'à l'heure actuelle. Pour notre banc de test, deux difficultés vont alors apparaître.

Acquisition d'image 2D avec un hypertélescope temporel

Nous n'avons jusqu'à présent pas validé expérimentalement la capacité de la version temporelle de l'hypertélescope à fournir des images bidimensionnelles. Cette possibilité demande d'effectuer temporellement un balayage de l'image ligne par ligne à la manière d'un téléviseur à tube cathodique.

Profitant du fait que le réseau de télescopes du banc THT ne présente pas une confi-

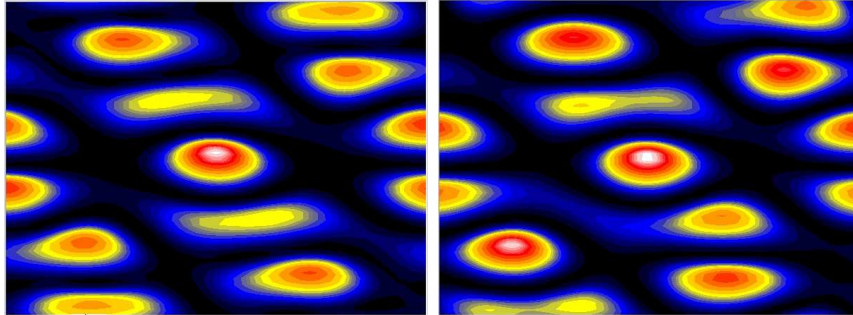


FIGURE 5.3 – PSF bidimensionnelle du banc THT. L'image de droite correspond au cas idéal, celle de gauche, aux données obtenues expérimentalement sur le banc de test

guration linéaire mais bien bidimensionnelle (voir chapitre 1), j'ai pu vérifier ce principe expérimentalement par l'acquisition d'une PSF bidimensionnelle (cf figure 5.3). La configuration n'étant pas adaptée pour cette utilisation, la PSF présente une structure totalement impropre à l'imagerie directe. Toutefois, l'image obtenue est très proche de la forme théorique attendue et ce malgré l'absence de dispositif de cophasage pendant son acquisition (un cophasage est effectué initialement dans le cas 1D, puis on lance l'acquisition de l'image 2D).

Ces résultats valident donc la possibilité d’obtenir des images bidimensionnelles avec notre instrument.

Cophasage d’un réseau 2D présentant un grand nombre d’ouvertures

L’imagerie d’objets complexes demande d’utiliser des réseaux formés d’un grand nombre de télescopes. Sur notre banc de test, ce nombre est de huit, ce qui permet d’obtenir un nombre de résels satisfaisant pour l’imagerie 1D mais ne suffit clairement pas dans le cas 2D. Il nous faut donc nous demander si les algorithmes de cophasage présentés dans cette thèse restent efficaces lorsque le réseau de télescopes se complexifie.

J’ai effectué une première étude en simulation du cophasage avec l’algorithme 3 et en fort flux d’un réseau redondant de 100 télescopes (10 par 10). Les résultats visibles figure 5.4 sont encourageants puisque l’algorithme parvient à un niveau de cophasage suffisant pour imager l’objet observé en moins d’une centaine de cycles.

Il serait donc intéressant de poursuivre cette étude pour différents types d’objets dans des conditions de fonctionnement plus proche d’un cas réel (RCP, polychromatisme, ...), voire de développer un banc expérimental présentant une pupille d’entrée bidimensionnelle constituée d’un grand nombre de télescopes.

5.2.3 Amélioration du système de recombinaison des champs

Le coupleur interférométrique co-axial présent à l’heure actuelle sur notre banc de test est constitué d’une succession de jonctions en X permettant de coupler par paire les champs optiques se propageant dans l’instrument. Ce type de jonction implique une séparation en deux du flux incident. De ce fait, si on combine N champs de cette manière, le coupleur doit présenter N entrées et N sorties pour ne pas perdre de flux (cf figure 5.5).

Le coupleur de notre banc de test présente huit entrées pour une unique sortie. Cela signifie que l’on perd dans l’interféromètre les 7/8 du flux collecté (c’est ce qui explique

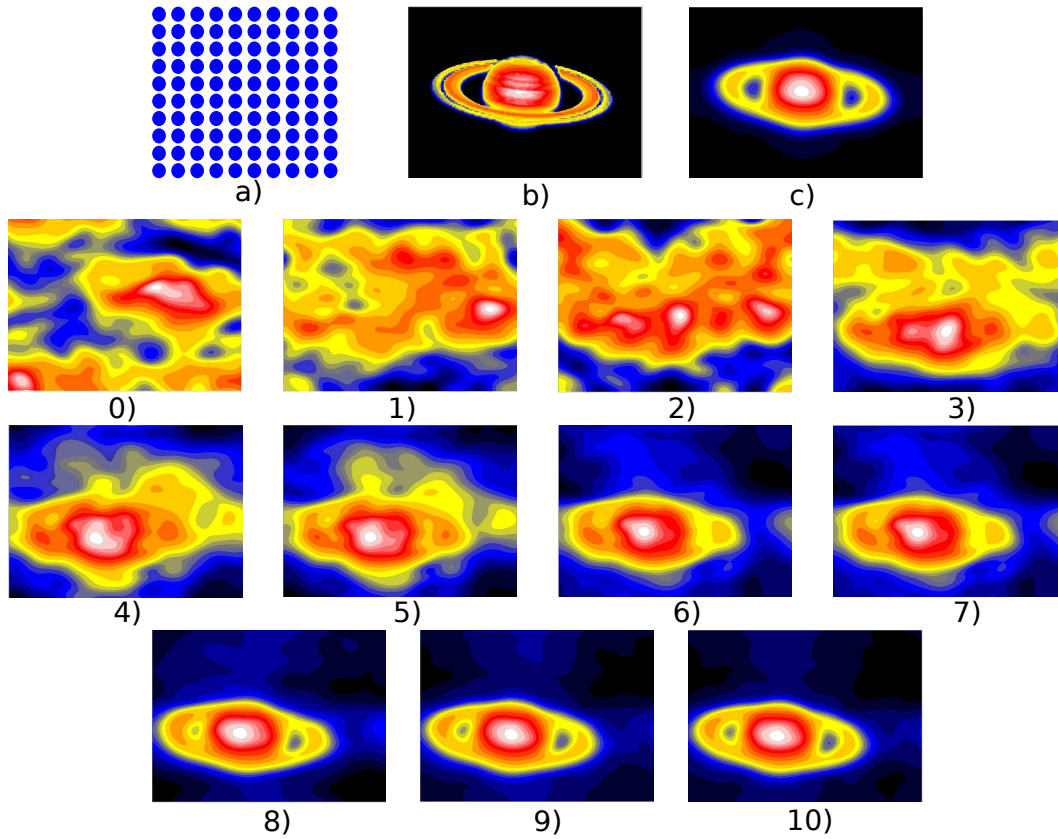


FIGURE 5.4 – Simulation de cophasage d’un réseau bidimensionnel de 100 télescopes (10×10) pour l’imagerie d’un objet complexe. La simulation est effectuée avec l’algorithme 3, à fort flux et en lumière monochromatique, dans le cas d’un instrument ne présentant aucun défaut instrumental. La figure *a* présente la configuration du réseau de télescopes et la *b*, la géométrie de l’objet observé. La figure *c* donne l’image de cet objet obtenue grâce à l’instrument dans le cas d’un cophasage parfait. Les figures 0 à 10 montrent les images courtes poses acquises par l’instrument tous les 10 cycles de cophasage (de 0 à 100 cycles).

la majorité des 18 dB de pertes du banc de test). Pour éviter cela, il est donc nécessaire de remplacer ce dispositif de couplage. On pourra par exemple utiliser un coupleur coaxial huit voies vers huit dont chacune des sorties donnerait une image de diversité. Une seconde possibilité est de développer un coupleur multi-axial (cf figure 5.6) qui formerait une image spatiale sur une matrice de détecteurs mono-pixels indépendants. En appliquant une modulation de phase adaptée au cours du temps, on pourrait alors faire glisser l’image spatiale sur la matrice et ainsi reconstituer temporellement plusieurs images de l’objet

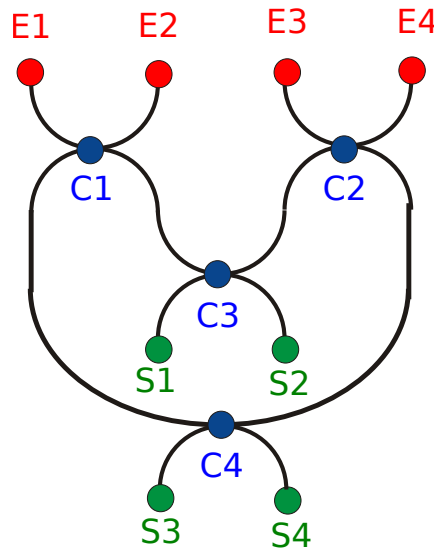


FIGURE 5.5 – Exemple de structure d’un coupleur co-axial 4 vers 4. Les points rouges représentent les entrées du coupleurs, les verts, les sorties et les bleus, les jonctions en X . Pour éviter les pertes de flux, le coupleur doit présenter autant de sorties que d’entrées.

(autant que de détecteurs mono-pixels) simplement décalées d’une valeur constante les unes par rapport aux autres.

5.3 Projet « Temporal Hypertelescope Experimental Orbiter »

Le projet THEO est une proposition du laboratoire XLIM qui sera prochainement soumise au Centre National d’Études Spatiales. Il ambitionne de placer en orbite un prototype d’hypertélescope temporel dont la technologie sera basée sur celle du banc THT. La réalisation de ce projet permettrait d’une part de valider pour la première fois la possibilité de mettre en place un dispositif d’interférométrie à longue base dans l’espace, notamment grâce à l’utilisation d’une structure déployable. D’autre part, un certain nombre d’objectifs scientifiques pourraient bénéficier des performances inédites d’imagerie directe à haute résolution et haut contraste de ce dispositif.

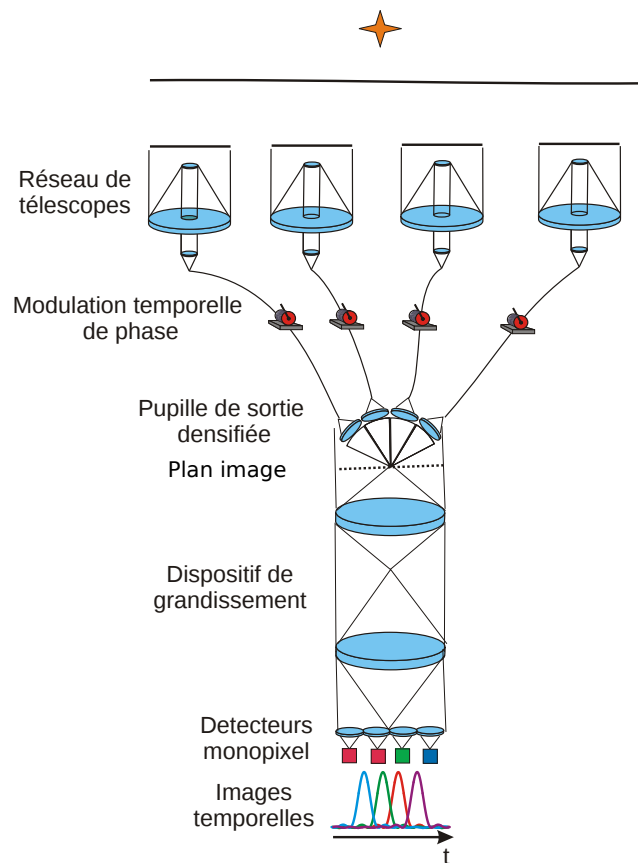


FIGURE 5.6 – Exemple de structure d'un coupleur multi-axial 4 vers 4.

5.3.1 Description

Le banc THT nous a permis de développer un instrument présentant une structure relativement simple et donc adaptée au contexte de l'instrumentation spatiale. L'utilisation de fibres optiques évite notamment la multiplication de composants nécessitant un alignement précis entre les télescopes et le dispositif de recombinaison des champs. De même, la technologie de l'optique intégrée permet de limiter le nombre de composants susceptibles de se dérégler par exemple du fait de vibrations, ce qui est un avantage très important dans le contexte d'un instrument spatial.

L'utilisation de composants d'optiques guidées permet également d'obtenir simplement les propriétés de filtrage spatial et de maintien de polarisation indispensable à l'imagerie haut contraste. Enfin, comme les méthodes de cophasage développées durant cette thèse

fonctionnent directement à partir de l'image acquise par l'instrument, elles ne demandent d'ajouter à l'instrument aucun dispositif de métrologie interne complexe.

L'instrument proposé étant un prototype ayant essentiellement un objectif démonstratif, son architecture doit rester simple et sa réalisation peu coûteuse. Dans cette optique, il va reposer sur l'utilisation d'une structure déployable à partir d'un unique lanceur plutôt que sur un ambitieux projet nécessitant une flottille de satellites.

L'une des solutions envisagée et compatible avec les technologies actuelles serait de déployer une vingtaine de télescopes de 20 *cm* de diamètre sur deux mats orthogonaux d'environ 30 *m* de long (cf figure 5.7).

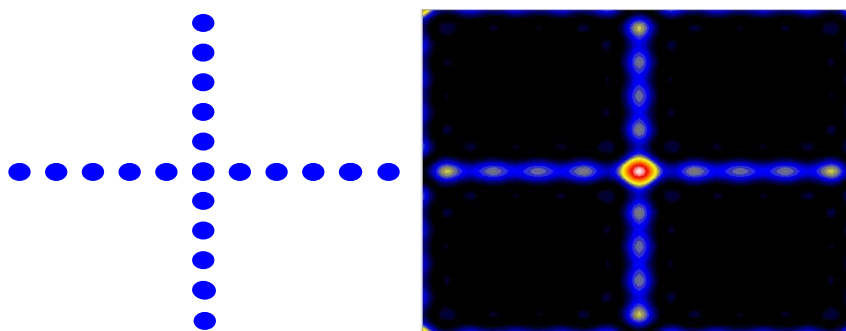


FIGURE 5.7 – Structure possible du réseau de télescopes de l'instrument THEO. **gauche** : configuration du réseau. **droite** : PSF résultante.

En travaillant à une longueur d'onde d'environ 1 μm , qui permet à la fois l'utilisation de détecteur silicium et de composants issus des technologies télécoms, cet instrument devrait avoir une résolution d'environ 7 *mas* pour un champ de 70 *mas*.

De plus, en nous appuyant sur la technique d'apodisation et cophasage validée expérimentalement durant cette thèse, nous pouvons espérer obtenir avec cet instrument une dynamique de l'ordre de 10^4 .

A partir de ces caractéristiques de l'instrument, nous pouvons maintenant nous intéresser au potentiel scientifique que représente ces performances.

5.3.2 Exemple de cibles astronomiques

Les sujets d'étude proposés dans ce paragraphe touchent des objets présentant une forte similitude avec le cas du système binaire étudié sur notre banc de test : ce sont des systèmes multiples d'objets non résolus individuellement par l'instrument et pouvant présenter de forts contrastes de luminosité. Ces cibles s'inspirent notamment du programme prévu pour le nulleur spatial PEGASE [Ollivier et al., 2009].

Les cibles les plus évidentes sont les systèmes multiples d'étoiles. L'imagerie de ce type d'objet peut notamment permettre, par l'étude de l'orbite de chacune des ses composantes, de déterminer leur masse qui constitue un paramètre fondamental pour les modèles théoriques.

L'imagerie de systèmes planétaires jeunes devrait également être possible du fait de la température importante des planètes dans leur phase de formation. Ce type d'observation pourrait se révéler déterminante pour la validation d'un modèle de formation des systèmes planétaires.

Certaines planètes de type "Jupiter chaudes" pourraient être également observables pour les mêmes raisons. Il faut cependant rester prudent car la séparation angulaire entre ce type d'objet et son étoile est extrêmement faible. Le nombre d'objets pouvant être imagé par notre instrument risque donc d'être limité par sa résolution.

Enfin, les objets appelés "naines brunes", intermédiaires entre les planètes et les étoiles, sont relativement chauds et donc plus lumineux qu'une planète classique. Là encore les performances de notre instrument devraient être compatibles avec leur observation.

Conclusion générale

Mon travail de thèse s'est découpé en plusieurs étapes. J'ai dans un premier temps travaillé à la caractérisation et à la limitation des défauts instrumentaux du banc THT développé au laboratoire XLIM par Serge Olivier au cours de sa thèse. Mon objectif était d'obtenir pour cet instrument des caractéristiques de qualité suffisante pour lui permettre d'acquérir des capacités d'imagerie haut contraste, propriété inédite pour un hypertélescope ne présentant qu'un nombre limité (huit) d'ouvertures. Dans cette optique, j'ai réalisé un important travail de simulation afin de déterminer les défauts limitant de mon instrument. J'en ai déduit qu'un travail d'optimisation était nécessaire au niveau du bruit de la chaîne d'acquisition des données et du maintien de la polarisation de la lumière ainsi que du contrôle des longueurs de chemins optiques dans l'instrument. L'amélioration de ces différents points m'a permis d'obtenir sur le banc de test des contrastes en interférences à deux ondes toujours supérieurs à 0,999, performance inédite pour notre équipe. De même, le contrôle des longueurs de chemins optiques a été accru pour atteindre une résolution meilleure que 5 *nm*. A partir de ces résultats expérimentaux, j'ai pu évaluer en simulation les performances théoriques maximales du banc THT d'un point de vue de l'imagerie haut contraste. Il en résulte que le dynamique maximale accessible sur notre banc est de l'ordre de 1.10^4 .

Dans un second temps, je me suis confronté à l'une des difficultés majeures rencontrées dans le développement des hypertélescopes : le problème du cophasage. La qualité des images obtenues avec un hypertélescope va en effet être essentiellement liée à notre ca-

pacité à maîtriser au cours du temps les fluctuations de longueurs de chemins optiques dans chacun des bras de l'instrument, cet aspect étant d'autant plus critique lorsque l'on cherche à faire de l'imagerie haut contraste. Pour cela, nous avons mis au point une méthode permettant d'évaluer l'évolution temporelle de la phase des plans d'onde se propageant dans l'instrument. On égalisera ensuite les longueurs de chemins optiques des différentes voies de l'interféromètre afin d'obtenir une image aussi fidèle que possible. J'ai choisi de résoudre ce problème uniquement à partir de l'analyse de l'image donnée par l'instrument, ce qui évite d'avoir à ajouter à l'instrument un dispositif supplémentaire de métrologie. Dans ce contexte, j'ai mis au point une méthode numérique basée sur un algorithme génétique, qui m'a permis d'obtenir le cophasage à environ 25 nm ($\lambda/60$) près dans le cas de l'observation d'une source ponctuelle puis d'un objet présentant une géométrie inconnue. La dynamique de la PSF longue pose résultante étant d'environ 1.10^3 , j'en ai déduit, connaissant les performances limites du banc THT évaluées précédemment, que cette méthode de cophasage pouvait être encore améliorée. Je l'ai alors modifié en couplant mon algorithme génétique à la technique de diversité de phase. Ceci m'a permis d'améliorer sa vitesse de convergence et ainsi de limiter de manière plus importante le déphasage de l'instrument. Les résultats obtenus sont extrêmement bons puisque la dynamique atteinte pour les images longues poses est d'environ 1.10^4 , ce qui correspond aux limites théoriques du banc de test. Fort de ce résultat, j'ai testé expérimentalement les capacités d'imagerie de l'instrument dans le cas de systèmes d'étoiles binaires fortement déséquilibrés. J'ai ainsi pu imager en laboratoire un objet environ 4500 fois moins brillant que l'étoile autour de laquelle il orbite. Les caractéristiques de ce système binaire (différence de magnitude $\Delta m = 9,1$ et séparation angulaire $\alpha = 24 \text{ } \mu\text{rad}$) ont été parfaitement retranscrites sur l'image obtenue.

Enfin, dans un troisième temps, j'ai testé expérimentalement ma méthode de cophasage en régime de comptage de photons. Pour cela, j'ai mis en place sur le banc THT un dispositif innovant de conversion par somme de fréquences, développé dans le laboratoire,

ce qui m'a permis d'utiliser un détecteur à comptage de photons issu de la technologie silicium aux longueurs d'ondes infrarouges où de tels composants n'existent pas. J'ai ensuite mis au point une méthode de réduction des données me permettant de convertir les trames de photons obtenues expérimentalement en une image qui n'est plus limitée par le bruit de photons. Finalement, j'ai adapté mon algorithme au contexte du régime de comptage de photons, à partir d'une étude de son comportement en simulation. J'ai ainsi pu obtenir expérimentalement un niveau de cophasage meilleur que $\lambda/60$ pour des flux lumineux limités jusqu'à une centaine de photons par trame. Cela m'a permis d'imager convenablement un système binaire présentant un déséquilibre photométrique entre ses deux composantes d'environ 1.10^3 . Grâce à mon travail de thèse, j'ai donc pu, d'une part valider expérimentalement le concept d'hypertélescope temporel et la possibilité de faire de l'imagerie directe à la fois à haute résolution angulaire et à haut contraste avec un nombre limité de télescopes, et d'autre part proposer un dispositif de cophasage pour les hypertélescopes dont j'ai vérifié l'efficacité expérimentalement. Ceci laisse espérer de pouvoir rapidement se lancer dans des projets de plus grande échelle, amenant à des avancées dans le domaine de l'astrophysique, même si d'autres difficultés telles que le fonctionnement en lumière polychromatique ou le cophasage de réseaux formés d'un grand nombre de télescopes, doivent encore être surmontées.

Annexe A

Taille optimale de la plage de piston de
diversité avec l'algorithme 3

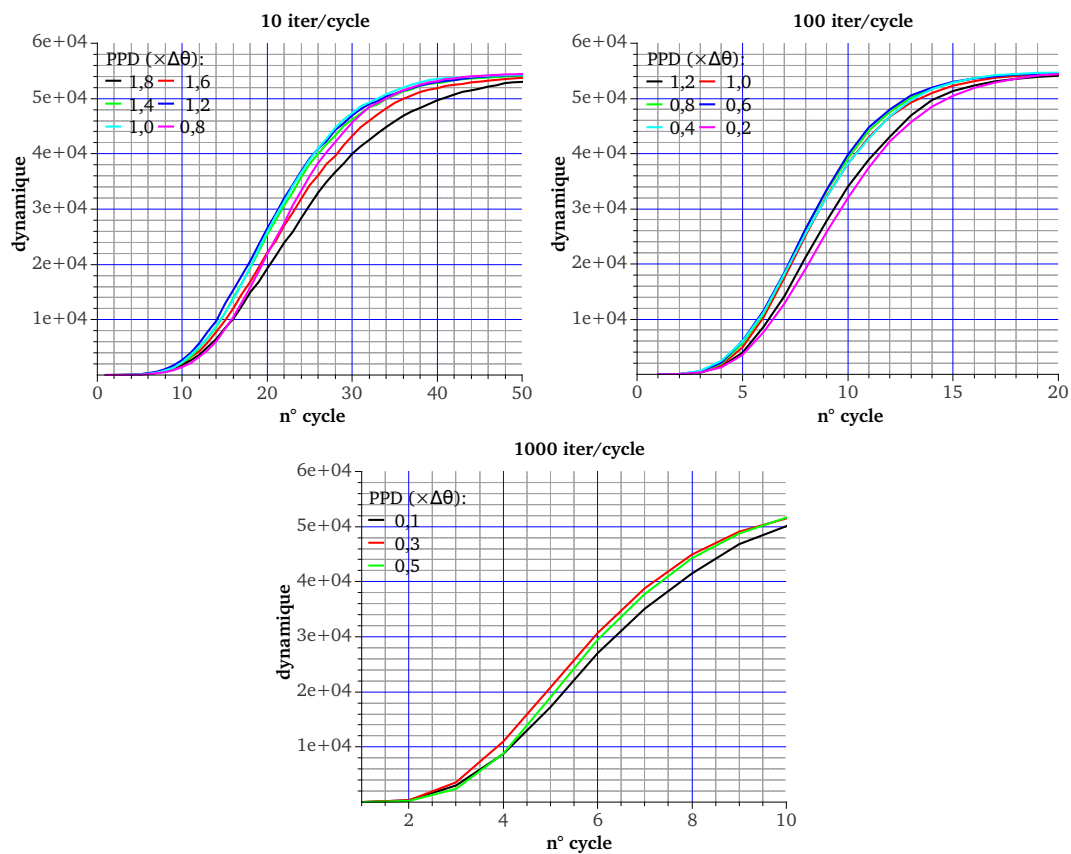


FIGURE A.1 – Evolution de la dynamique observée avec l'algorithme 3 en fonction de la taille de la PPD et du nombre d'itérations par cycle de cophasage.

Annexe B

Simulations du comportement de l'algorithme en régime de comptage de photons

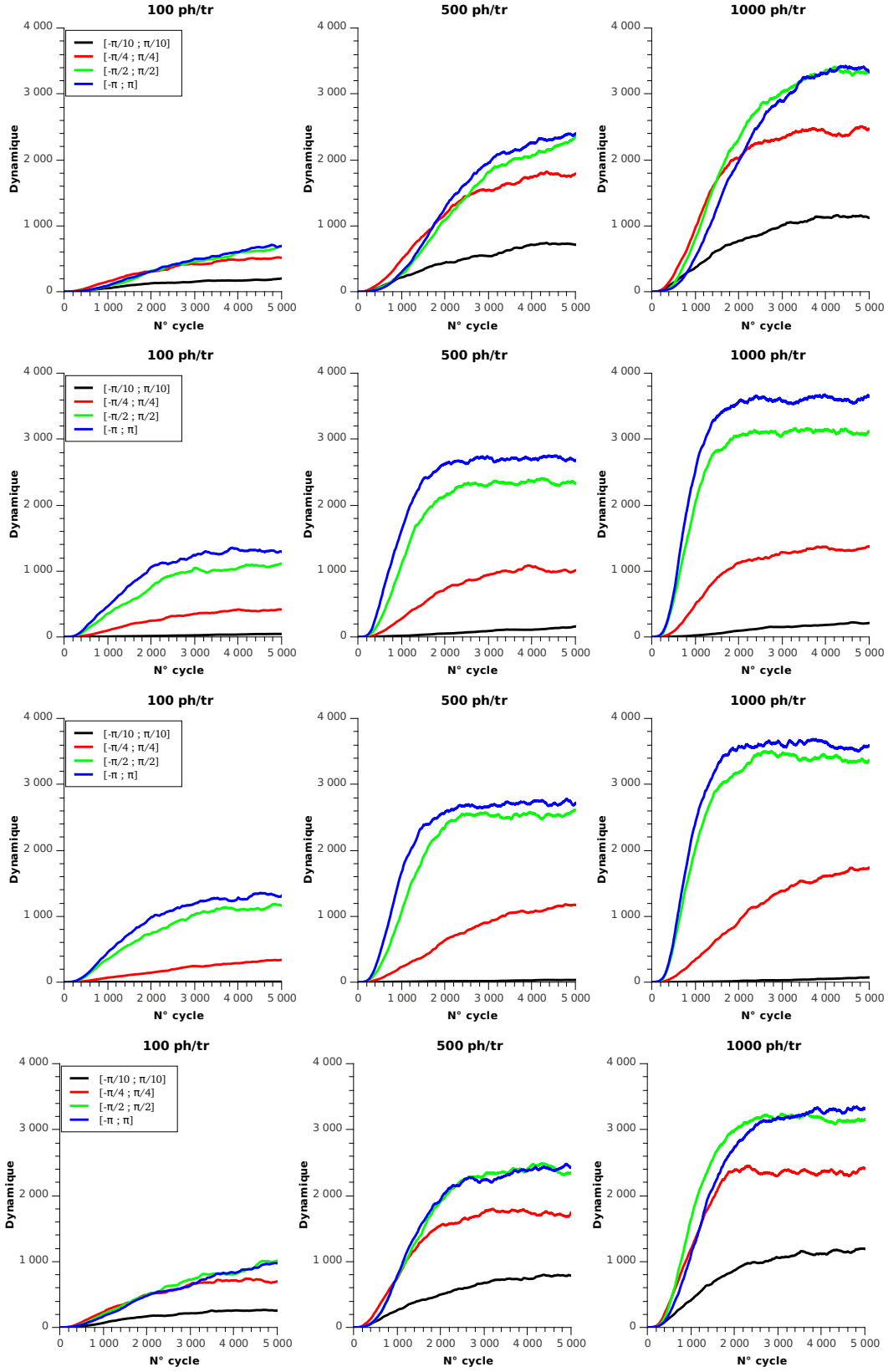


FIGURE B.1 – Évolution de la dynamique observée en RCP. Les données sont obtenues en simulation en fonction de la métrique utilisée, du flux de photon incident et de la taille de la PPD.

Annexe C

Article MNRAS

First experimental demonstration of temporal hypertelescope operation with a laboratory prototype

L. Bouyeron¹, S. Olivier¹, L. Delage¹, F. Reynaud^{1*}
P. Armand², E. Bousquet², J. Benoist².

¹ *XLIM, dept. Photonique/IRO,*

² *XLIM, dept. DMI/IRO, 123 rue A. Thomas, 87060 Limoges CEDEX, France*

17 09 09 ...

ABSTRACT

In this paper, we report the first experimental demonstration of a Temporal Hypertelescope (THT). Our breadboard including 8 telescopes is firstly tested in a manual cophasing configuration on a 1D object. The Point Spread Function (PSF) is measured and exhibits a dynamics in the range of 300. A quantitative analysis of the potential biases demonstrates that this limitation is related to the residual phase fluctuation on each interferometric arm. Secondly, an unbalanced binary star is imaged demonstrating the imaging capability of THT. In addition, 2D PSF is recorded even if the telescope array is not optimized for this purpose.

Key words: instrumentation: high angular resolution - instrumentation: interferometers

1 INTRODUCTION AND CONTEXT

1.1 Hypertelescope concept

High resolution Optical imaging instruments based on aperture synthesis have been developed over the last decades with the aim of reaching angular resolution in the nano radian range. These different instruments (Lawson 1997) use the property of the Zernike van Cittert theorem to recover the intensity distribution of the object by means of spatial coherence analysis. With this method, the instrument can never select the light coming only from one of the pixels composing the full object because the measurements are being carried out on the Fourier spectral domain. For high-dynamics objects, such as a star + exoplanet system, this technique is limited since the information on the faint object is always mixed with the light emitted by the main source. Consequently, direct imaging is to be preferred and the analysis of the object is made easier in the image domain than in the Fourier spectrum one. Since the beginning of high resolution imaging, measurements have never been achieved both with a very high resolution in the range of nanoradian and a very high dynamics in the range of 10^6 . In order to meet this challenge A. Labeyrie has proposed a solution which is known as the hypertelescope (Labeyrie 1996). This new type of instrument solves the problem of the highly structured Point Spread Function (PSF) of a diluted array thanks to a pupil densification process. The PSF of a

hypertelescope being sharp and smooth, it is possible to use the instrument for direct imaging. The image I which equals the convolution of the object O by the PSF, looks like the object but with a limited resolution. Different versions of hypertelescopes have been proposed using field combination in the pupil plane (Vakili et al 2004) or pupil densification thanks to the use of monomode optical fibres (Patru et al 2008).

1.2 Principle of classical Hypertelescope

Parallel to the hypertelescope studies promoted by A. Labeyrie, we have proposed a temporal alternative to the initial design that used spatial classical optics (cf Fig.1). The main purpose of this new concept is to answer some technical difficulties met with classical hypertelescopes and to propose new functionalities.

In Reynaud & Delage (2007) we theoretically demonstrated the possibility to design a hypertelescope by using temporal optical path modulation. In the next paragraphs, we briefly recall the principle of a classical and a temporal hypertelescope.

Figure 1 recalls the structure of a hypertelescope as proposed by A. Labeyrie. This simplified drawing does not detail the reconfiguration and densification process. This technique makes it necessary to remap the input pupil taking care to apply an homothetic contraction of beams center distribution in the output pupil according to the "golden rule of imaging interferometry". Denoting $1/G$ the pupil reconfiguration ratio, the distance between telescope T_i and

* E-mail: francois.reynaud@xlim.fr

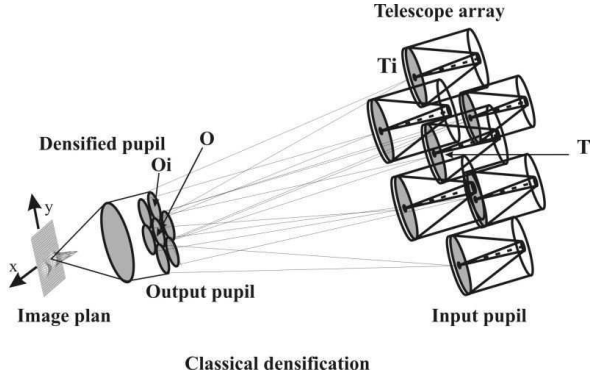


Figure 1. Spatial hypertelecope : the input pupil is reconfigured with a G contraction ratio and a densification of the output pupil ($TT_i = G \cdot OO_i$). The image is displayed as a function of spatial coordinates ($x; y$) in the image plane.

the input pupil center T is related to the position OO_i of the sub pupil i in the output pupil by:

$$OO_i = \frac{TT_i}{G} \quad (1)$$

where O is the output pupil origin. After passing through the focusing lens, the beam i in the image plane generates a limited plane wave:

$$E_i = a_i \cdot \exp(j\psi_i) \cdot d(X) \cdot \exp(jK_i \cdot X) \quad (2)$$

with

$$K_i = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{OO_i}{f} = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{TT_i}{Gf} \quad (3)$$

where f is the focal length of the focusing lens L , a_i and Ψ_i are respectively the modulus and input phase of beam i . X is the position vector in the image plane with two coordinates x and y ($X = (x; y)$). In the Labeyrie configuration $d(X)$ denotes the field envelop resulting from the diffraction of each sub pupil supposed to be identical for all beams. The last term $\exp(jK_i \cdot X)$ describes the linear variation of the phase in the image plane with α_i and β_i slope coefficients along x and y axes.

$$K_i = 2\pi(\alpha_i, \beta_i) \quad (4)$$

with

$$\alpha_i = \frac{(OO_i)_x}{\lambda f} \quad \text{and} \quad \beta_i = \frac{(OO_i)_y}{\lambda f} \quad (5)$$

where $(OO_i)_x$ and $(OO_i)_y$ represents the projection of vector along x and y axis.

This way, each position TT_i of telescope drives the slope (α_i, β_i) of the corresponding wave front and reaches the image plane. The phase evolution $\varphi_i(x, y) = K_i X$ can be analysed along different axes parallel to the x axis. The phase variation $\varphi_i(x)$ is linear with an offset depending on the y coordinate :

$$\varphi_i(x) = 2\pi \cdot (\alpha_i \cdot x + \beta_i \cdot y) = 2\pi \cdot \alpha_i \cdot x + \varphi_{i0}(y) \quad (6)$$

with

$$\varphi_{i0}(y) = \varphi_{i0}(0; y) = 2\pi \cdot \beta_i \cdot y \quad (7)$$

As demonstrated by A. Labeyrie, the possibility to retrieve the image results from the coherent superposition of

these different limited plane waves and the convolution of the resulting Point Spread Function (PSF) with the object intensity distribution.

The PSF is given by the intensity distribution corresponding to the coherent superposition of field E_i in the image plane when the input pupil is illuminated by a plane wave with a wave vector perpendicular to the input pupil plane. Under such conditions, the a_i coefficients are identical (set to one for example) and the Ψ_i phase terms in the equation 2 are equal to 0.

$$PSF(X) = \left| \sum_i E_i \right|^2 = \left| d(X) \right|^2 \cdot \left| \sum_i \exp(jK_i \cdot X) \right|^2 \quad (8)$$

If in the Labeyrie configuration, $d(X)$ corresponds to the sub pupil far field, in the IRAN (Interferometric Remapped Array Nulling) proposal this term is replaced by the sub-pupil function itself. In both cases this envelope term fixes the phase modulation span in the recombining plane. This phase range is directly related to the optical pieces dimension and will not be easily adjusted in a real experiment.

For a tilted point like source illuminating the telescope array with a $\theta = (\theta_x, \theta_y)$ obliquity, the amplitudes a_i remain constant but the phase ψ_i (as defined in eq (2)) becomes:

$$\psi_i = \frac{2\pi}{\lambda} TT_i \cdot \theta \quad (9)$$

The total phase of the E_i field can be written in the image plane as :

$$\psi_i + \varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} TT_i \cdot \theta + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{TT_i}{Gf} \cdot X \quad (10)$$

This additional ψ_i term induces a spatial shift of the corresponding intensity distribution :

$$I_\theta(X) = PSF(X + Gf\theta) \quad (11)$$

For an extended object, the incoherent superposition of the different contribution of the object $O(\theta)$ leads to the following image intensity distribution :

$$I(X) \propto \int O(\theta) \cdot PSF(X + Gf\theta) d\theta \quad (12)$$

Of course, any process able to achieve such phase modulations will provide an image with the same basic properties. The next paragraph deals with the possibility to obtain such a result in the time domain.

1.3 From spatial to temporal domain

As above mentioned, in a spatial hypertelescopes, the linear phase modulations $\varphi_i(x)$ are related to the α_i and β_i tilts of the optical fields E_i reaching the observation plane.

In the temporal case, the phase modulation $\varphi_i(t)$ is generated thanks to an optical path variation induced by optical path modulators linearly actuated as a function of time as shown on figure 2.

$$\varphi_i(t) = 2\pi \cdot \nu_i \cdot t + \varphi_{i0}(y) \quad (13)$$

Using a temporal frequency ν_i scaled on the α_i slope allows to propose a temporal configuration equivalent to the spatial concept. For this purpose, the frequency ν_i has to be proportional to α_i with an arbitrary $A = \frac{\nu_i}{\alpha_i}$ coefficient.

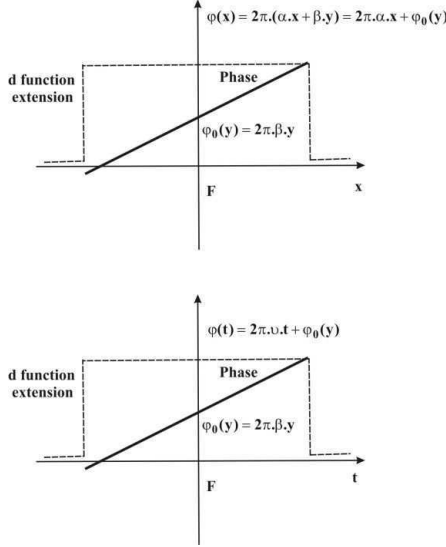


Figure 2. Phase variation in the spatial and temporal cases : In the spatial case (top), the phase variation is induced by the obliquity of plane wave related to each aperture. In this case, the phase span is limited by the diffraction spot size. In the temporal case (bottom), a phase modulation is applied by the operator to temporally reproduced the slope observed in spatial case. The phase span is now driven by the optical path stroke and can be adjusted without any limitation.

$$\nu_i = A \frac{(OO_i)_x}{\lambda \cdot f} = A \frac{(TT_i)_x}{\lambda \cdot f \cdot G} \quad (14)$$

According to this spatial to temporal transposition, the optical field:

$$E_i = a_i \cdot \exp(j\psi_i) \cdot d(X) \cdot \exp\{j[2\pi \cdot \alpha_i \cdot x + \varphi_{i0}(y)]\} \quad (15)$$

is replaced by :

$$E_i = a_i \cdot \exp(j\psi_i) \cdot d(t) \cdot \exp\{j[2\pi \cdot \nu_i \cdot t + \varphi_{i0}(y)]\} \quad (16)$$

$d(t)$ function expresses the span of phase variation. In the classical concept, the image is analyzed along the x axis. The A factor represents the relationship between the spatial parameter x and time t .

$$x = A \cdot t \quad (17)$$

In the time domain, the image is obtained by using the temporal PSF given by:

$$PSF(t; y) = \left| \sum_i d(t) \cdot \exp\{j[2\pi \cdot \nu_i \cdot t + \varphi_{i0}(y)]\} \right|^2 \quad (18)$$

As seen in the previous case, for a tilted point like source with a $\theta = (\theta_x; \theta_y)$ obliquity, the total phase of the E_i field becomes:

$$\psi_i + \varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} TT_i \cdot \theta + \frac{2\pi}{\lambda} \frac{TT_i}{Gf} \cdot (At; y) \quad (19)$$

The corresponding intensity distribution is a shifted temporal PSF:

$$I_\theta(At; y) = PSF[(At; y) + Gf\theta] \quad (20)$$

and the incoherent superposition of the different contribution of the object O leads to the temporal image:

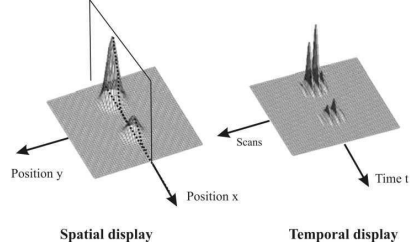


Figure 3. Temporal versus spatial display. The two-dimensional spatial display can be replaced by a temporal one. As long as time is a one dimensional parameter a set of scan is necessary to retrieve a time multiplexed image like in a video monitor.

$$I(At; y) \propto \int O(\theta) \cdot PSF[(At; y) + Gf\theta] d\theta \quad (21)$$

This result demonstrates the full equivalence between spatial and temporal display as illustrated in figure 3.

In order to analyze a two dimensional image, the $\varphi_{i0}(y)$ phase has to be modified step by step in order to display successively the different s of the image using a set of parallel scans. The information provided along the x axis at a given position y is fully equivalent to the one observed as a function of time t for the scan related to the same $\varphi_{i0}(y)$ value. The image is temporally multiplexed as for a video raster scan. It can be noticed that in the spatial domain, the x span is determined by the diffraction field distribution related to the sub pupil geometry. In the temporal domain, the image field is determined by the extension of phase modulation directly driven by the span of the optical path modulator. It can be adjusted very easily and reduced down to 0 contrary to the spatial configuration in which the limitation results from the beam dimensions. The different advantages of temporal hypertelescopes are discussed in Reynaud & Delage (2007).

2 IMPLEMENTING A TEMPORAL HYPERTELESCOPE

2.1 General layout

Figure 4 shows a generic representation of a temporal hypertelescope. This sketch uses optical fibres and an optical coupler but classical mirror trains, air delay lines and classical beam splitters could be used to design such an instrument. Let's consider a telescope array pointing at a scientific target. The light is picked up at the N telescope foci and passes through optical path modulators before being recombined using an N to one beam combining coupler in a coaxial configuration. The required optical path modulations of the N interferometric arms are generated using optical fibre stretchers. They induce an optical path variation δ_i in order to generate the convenient phase modulations as previously mentioned. For this purpose, the optical path modulation can be expressed as :

$$\delta_i = \frac{A(OO_i)_x}{f} \cdot t + \frac{(OO_i)_y \cdot y}{f} \quad (22)$$

These optical path modulations can be servo controlled using opto-electronic systems previously developed for such

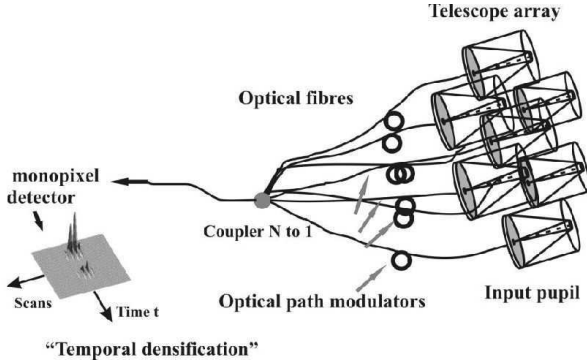


Figure 4. Proposal for a temporal hypertelescope using optical fibres and a guided coupler acting as a combiner. The optical path modulators induce the phase variations necessary to form an image. The image is temporally multiplexed.

kinds of applications (Delage et al (2000); Olivier et al (2005)). It allows to monitor, with a nanometric accuracy, the linearity of the optical path variation as a function of time. For each scan, the offset $\frac{(OO_i)y \cdot y}{f}$ is set in order to display the signal that would be observed at y position for a classical spatial hypertelescope.

To properly operate a temporal hypertelescope, the optical path modulators are driven by an 8 channel function generator and related high voltage electronics (not drawn in the picture). The output voltage drives the optical path modulators with a full span in the range of tens μm and a typical nanometric sensitivity. The electronic gain and the voltage generator slopes allow to set the ν_i frequencies at the proper values. In such a configuration, we can theoretically get the same imaging properties as for the first classical design using spatial pupil densification. The breadboard described in this paper and the related experimental results reported in the next paragraphs aim to demonstrate the validity of this new concept.

2.2 Technological options

Our experimental set-up (see figure 5) has been designed and implemented thanks to the different skills developed in our team for two decades (Alleman et al. 1995; Simohamed & Reynaud 1997; Huss et al 2001; Perrin et al 2006; Olivier et al 2007). Consequently, our THT experimental test bench uses optical fibres and couplers for the different optical functions to be implemented. However, we would like to stress that the use of guided optics components is not mandatory for the implementation of a THT. A classical design with classical components could be chosen if preferred. This point will remain a minor one as long as we will focus more on the demonstration of THT principle than on the technological aspects. The following items give the general framework of our experimental study.

- The operating wavelength, all over this instrument, is $\lambda = 1,55\mu\text{m}$ to take advantage of the mature and available technologies of Telecom components.
- Light propagation between the entrance pupil and the detector is achieved through monomode polarization maintaining fibres (panda fibres).

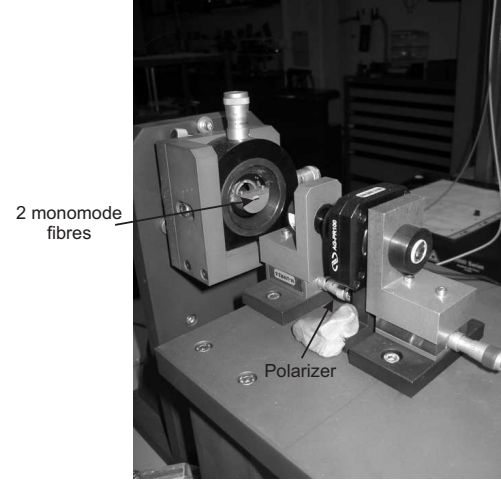


Figure 6. Picture of the experimental star simulator

- All connections between the different components use FC/APC connectors to avoid parasitic back reflections.
- The THT configuration has been optimized for the imaging of an unbalanced binary star with a high dynamics such as an exoplanet-star couple. For this purpose we will use the theoretical results reported in Armand et al. (2008) which implies a redundant spacing of the array and an optimized power distribution over the different telescopes to apodize the point spread function.
- Our telescope array includes 8 apertures equivalent to a linear redundant configuration : the corresponding spatial frequencies sampling enables a convenient analysis of a complex linear object for a realistic experimental demonstration.

The following sections summarize the THT bench structure. It consists of three main parts (cf Fig.5): a star simulator, a telescope array and a combining interferometer.

2.3 Star simulator

The calibrated object is the first subsystem required for testing the imaging capability of a THT. For this first experimental demonstration, the selected astronomical target is a binary star with a convenient angular separation and adjustable dynamics.

For this purpose, the object consists of two tips of monomode Panda fibres glued on a V-groove. These monomode waveguides are fed by two independent Distributed FeedBack lasers (DFB) with the same emitting wavelength and act as two incoherent point like sources. This way the object is spatially incoherent and the dynamics is controlled by adjusting the laser driving currents. A set of doublets and collimating lenses allows to provide an angular intensity distribution compatible with the spatial frequencies u sampled by our telescope array. In our experiment the angular separation θ_0 , as seen by the telescope array, is $23.75\mu\text{rad}$. As our instrument is designed for a linear input polarization, a polarizing cube is inserted in the doublet spacing in order to select and fixes a linear vertical input polarization (not drawn on fig 5). The experimental setup can be seen in fig.6.

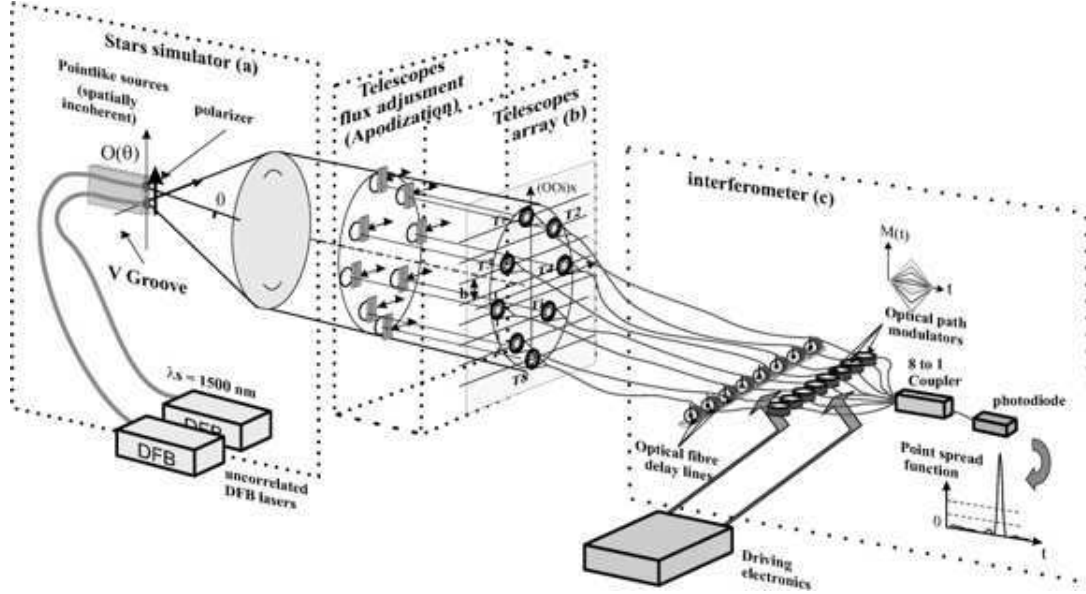


Figure 5. General scheme of our Temporal hypertelelescope (THT) test bench. The main sub systems are described in detail in the text: The star simulator, the telescope array and the combining interferometer.

2.4 Design of the telescope array

The telescope array arrangement has to be carefully selected to fit the sampling criteria for a proper image analysis. As previously demonstrated (Armand et al. 2008), high dynamics imaging capability requires a redundant array configuration. Consequently, our telescope array must periodically sample the spatial frequency domain. The object dimension and the focal length of the collimator have to be determined by comparing the object spectrum and the spatial frequencies sampled by our instrument. The intensity $I(At; y)$ observed in the image plane of the instrument is given by :

$$I(At; y) = PSF \otimes O(\theta) \quad (23)$$

where \otimes denotes the pseudo-convolution operator, PSF the point spread function of the instrument and $O(\theta)$, the object intensity distribution. In the Fourier domain, this relation becomes a simple product:

$$\hat{I}(u) = T(u) \times \hat{O}(u) \quad (24)$$

where $\hat{O}(u)$ is the object intensity spectrum and $T(u)$, the input pupil autocorrelation function. As shown on Fig. 7 the periodicity of the spatial frequencies sampled by the telescope array has to be compliant with the classical Shannon sampling criterium.

The smallest sampled frequency ($\frac{B_{min}}{\lambda}$) is related to the instrument field of view FV and the largest one ($\frac{B_{max}}{\lambda}$) determines the instrument resolution R :

$$FV = \lambda / B_{min} \quad (25)$$

$$R = \lambda / B_{max} \quad (26)$$

The telescope array resolution allows to discriminate the sharpest details to be observed on the object, and the field of view has to be adapted to the object's overall size. These design trade-offs lead to the following THT bench

characteristics:

$$FV = \frac{\lambda}{B_{min}} = 62 \mu rad$$

$$R = \frac{\lambda}{B_{max}} = 8.9 \mu rad$$

These characteristics have been chosen to be compatible with the observation of our laboratory binary star characterized by a 23, 75 μrad angular separation.

$$R < \theta_0 < FV$$

Notice that a redundant array, as proposed in this paper, induces a periodic PSF as reported on figure 8. The equation 25 gives the Field of View limits proper to avoid aliasing around the 0 interferometric order. The area between two consecutive main lobes is called Clear Field (cf Fig.8). In the case of polychromatic sources, only the zero interferometric order is achromatic and consequently appropriate for direct imaging. During the implementation of our breadboard we faced compactness constraint due to the mechanical dimension of the launching assemblies. The focusing lenses are small enough to allow a compact linear array but the 3 axes nanopositioning mountings, required for the fine adjustment of the fibre inputs, cannot be aligned with a pitch smaller than 25 mm. So far, the real THT telescope array has been designed in a two-dimensional configuration but dedicated to observe a one dimensional object along the vertical axis. The projection of the telescope positions on the vertical axis is true to the expected linear array design as shown in Fig.9. In such a configuration, the instrumental response is exactly the same as with the linear telescope array when observing a vertical linear object.

In order to image an unbalanced binary system with very high dynamics, the use of a set of suitable apodization coefficients will optimize the PSF dynamics with a low decay of the resolution (cf Fig 13). On each aperture, the control

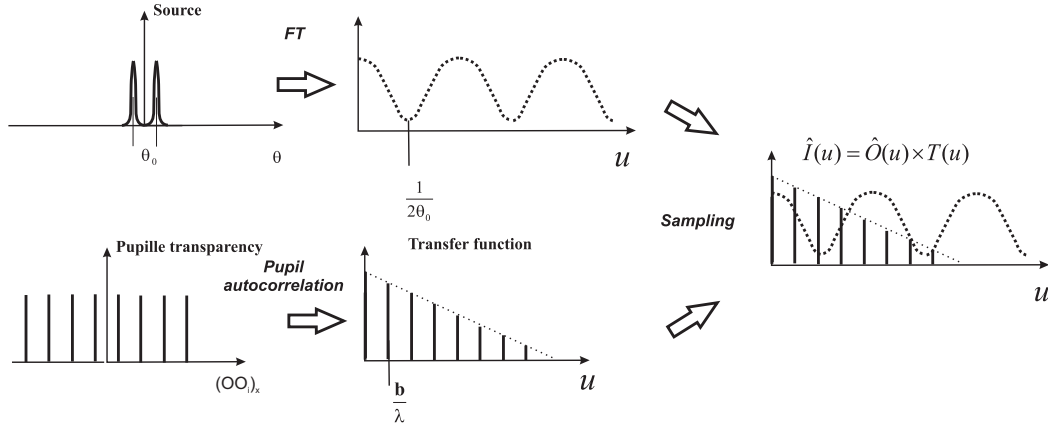


Figure 7. Schematic analysis of the proper sampling criteria. The telescope array design has to be directly related to the angular dimension of the object: $\frac{b}{\lambda} \leq \frac{1}{2\theta_0}$

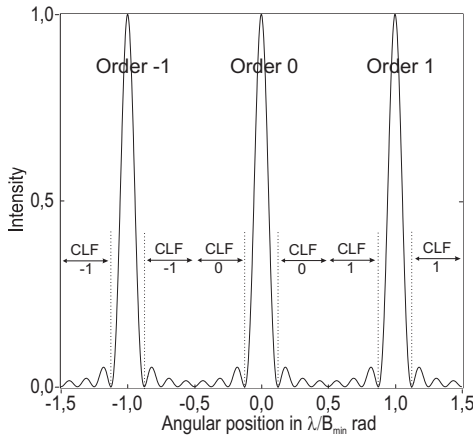


Figure 8. The redundant array configuration induces a periodic PSF with a $\frac{\lambda}{B_{min}}$ pitch.

of the intensity is achieved by means of mobile shutters (cf Fig.10) actuated with a high position accuracy according to the theoretical optimum distribution (Armand et al. 2008). PSF dynamics D is defined as the ratio between the maximum intensity on the PSF I_{max} and the higher intensity over the Clear Field i_{max} (cf fig11).

2.5 The interferometric combiner

The last part of the system is the optical field combiner mixing the contributions of the 8 telescopes (cf Fig12). Each interferometric arm includes a fibre delay line and an optical path modulator (Olivier et al 2007). The 8- fibre arms have been cut with a few mm accuracy in order to reduce the optical path differences as much as possible. The fibre delay lines allow to adjust the optical path with an accuracy of few μm . The fibre optical path modulators temporally reproduce the linear phase variation observed in the image plane of "classical" hypertelescopes (cf eq.13) and allow the fine residual optical path compensation. A National Instrument virtual instrument and a voltage generator have been

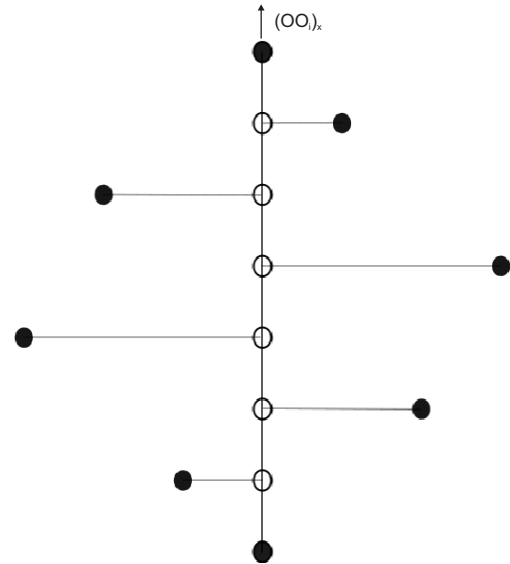


Figure 9. Theoretical (white discs) and experimental (black discs) telescope array configuration: the projection of the telescope baseline along the vertical axis is true to the theoretical redundant configuration. These two configurations are equivalent to a 1D vertical array when used with a 1D vertical object.

implemented and developed to drive the piezoelectric actuators of the fibre optical path modulators. A set of high voltage amplifiers allows to reach a proper range of command voltages. Experimentally, the optical path control is achieved with an optical path sensitivity over $0.01\mu m$.

The optical fields emerging from the 8 interferometric arms reach a 8 to one polarization maintaining (PM) coupler to achieve the interferometric mixing. At the output an In-GaAs photodiode detects the interferometric signal that is recorded through a standard 12 bits ADC voltage acquisition system.

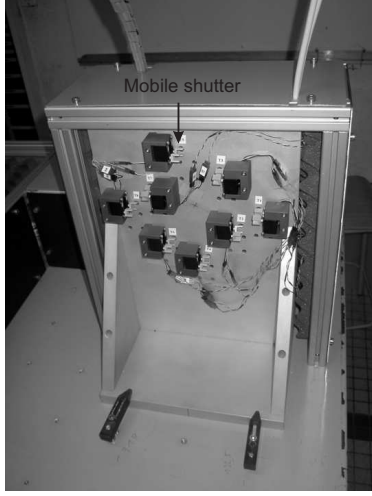


Figure 10. THT input pupil of the telescope array. The lens doublets act as telescopes and mobile shutters allow to adjust the intensity ratio between the interferometric arms in order to get an apodized PSF.

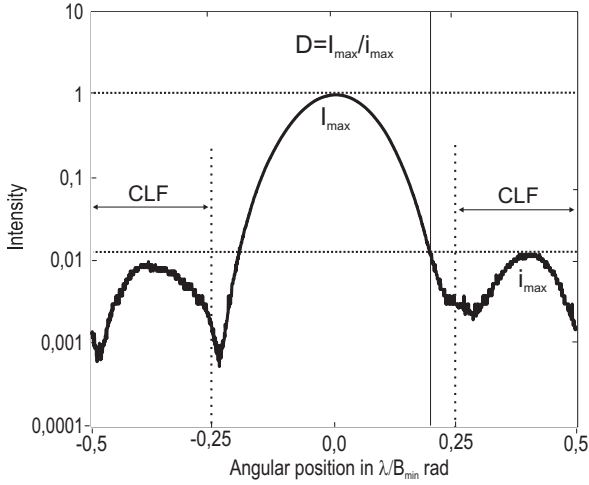


Figure 11. PSF dynamics D is defined as the ratio between the maximum intensity on the PSF I_{max} and the higher intensity over the Clear Field i_{max}

3 EXPERIMENTAL TEST AND IMAGING CAPABILITIES OF THE THT TEST-BENCH

3.1 PSF experimental results

In order to calibrate the imaging properties of our instrument, the first investigation has been to characterize its point spread function. For this purpose, the telescope array has been illuminated by a plane wave using only a single point-like source (i.e. switching on only 1 fibre of the object). A servo control system not available during this experiment, the 8 telescope cophasing has been achieved manually taking advantage of the relative stability of our instrument. The voltage offsets of the electronic commands, driving the optical path modulators, have been adjusted in order to increase the dynamics as well as possible. This is possible if

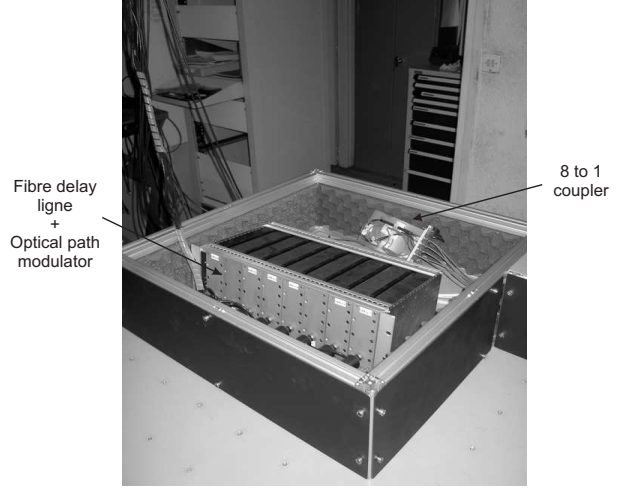


Figure 12. The THT interferometric beam combiner including the optical fibre delay lines and the optical path modulators.

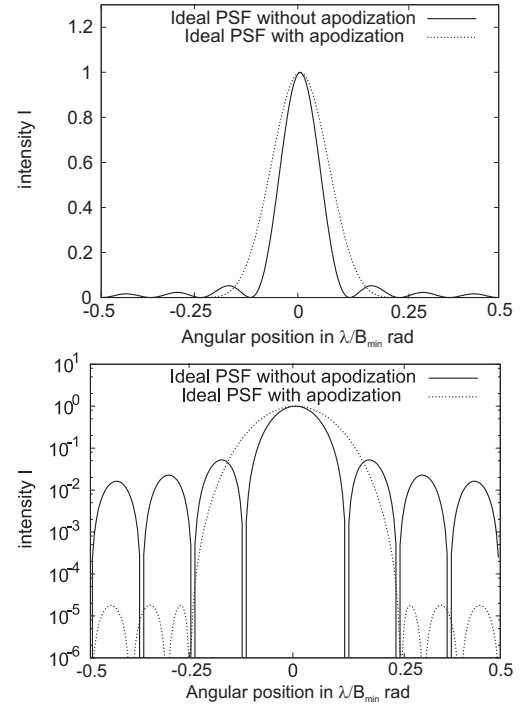


Figure 13. Theoretical influence of the apodization process on the instrument PSF: the apodization allows to observe high dynamics objects with a relatively low decay of the resolution (top linear scale, bottom log scale).

you carefully avoid any perturbation of the instrument over the cophasing process. For this purpose, the instrument has been acoustically and thermally baffled. The first experimental results are shown in Fig.14. They are consistent with the theoretical PSF simulation proposed in Fig.13. The second main feature to be analyzed is the influence of the apodization process as shown on fig 14. Using the apodization coefficient computed in ref (Armand et al. 2008) allows to reduce consequentially the ripple in the clear field all around the

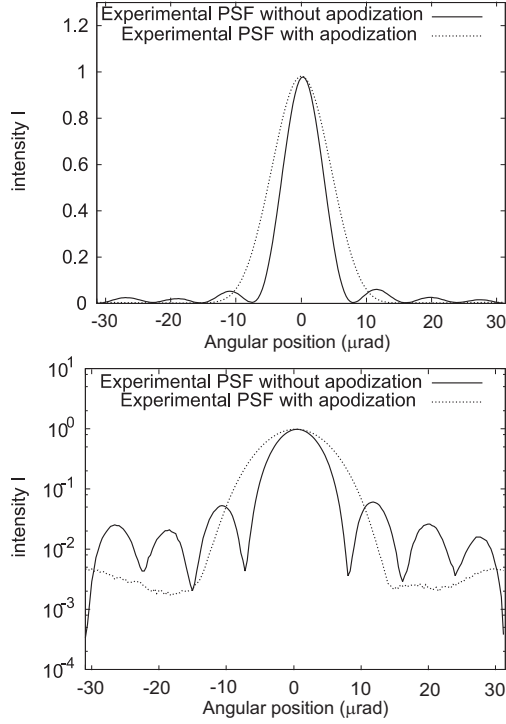


Figure 14. Experimental PSF obtained on our 8-telescope THT test bench: The apodization process allows to reach a 300 dynamics between the maximum and the clear field area.(top linear scale, bottom log scale)

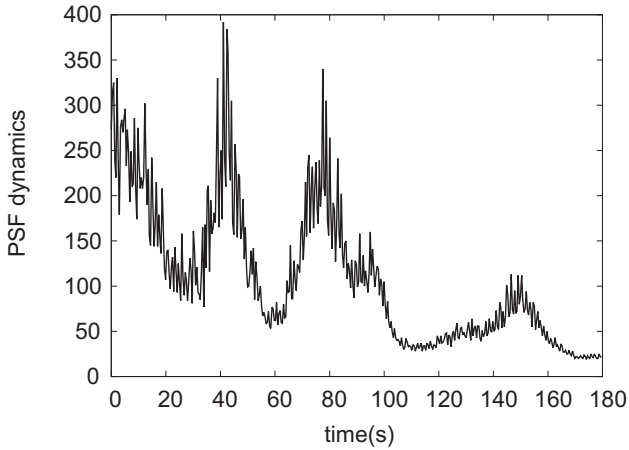


Figure 15. PSF dynamics as function of time: example of the evolution of experimental PSF dynamics over 180 s.

PSF peak. The best dynamics experimentally observed with our breadboard are in the range of 300 but as shown on figure 15 these results are not stable over time, probably due to environmental perturbations such as acoustic waves, vibrations or temperature fluctuations. Nevertheless, such results have been obtained reliably and give a first indication on the THT imaging potential capabilities. As we will demonstrate in the next paragraph, the major limitation on the dynamics results from the manual cophasing that remains of poor quality when compared with a servo controlled system. The

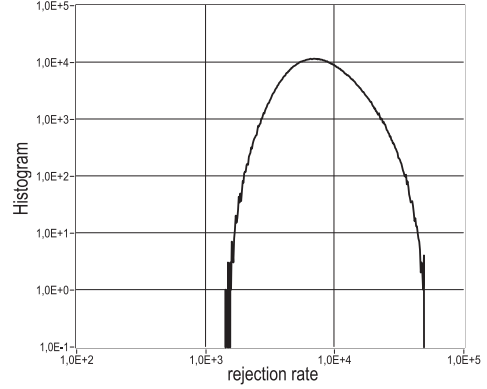


Figure 16. Histogram on minimum dynamics as function of fluctuations on the apodization coefficient: this histogram is obtained from one million of simulated PSF. For each PSF, the apodization coefficient values are determined randomly using the experimental statistic (mean value and RMS). This numerical simulation demonstrates that in the worst case of 1500 dynamics is far better than the experimental result. Accordingly, this error source has a minor effect.

main effect is a reduction of the dynamics that is particularly clear in the apodized configuration. These first tests demonstrate the possibility to image a point-like source on axis.

3.2 Analysis of experimental results

The phenomena able to reduce the PSF dynamics can be listed as follows:

- The residual optical path difference between the 8 interferometric arms.
- The differential polarization properties between the 8 fields to be mixed due to differential birefringent properties of the interferometric arms.
- The difference between the theoretical results reported in Armand et al. (2008) and the apodization really applied in the experiment.
- The differential dispersion properties between the 8 interferometric arms.

This last point is not relevant in our experiment due to the use of a quasi-monochromatic source.

The influence of the third point has been analyzed by modeling the effect of the experimental uncertainties on apodization coefficients. According to the error experimentally observed, the a_i coefficients are randomly changed in a numerical simulation and the final PSF is computed. Table 1 summarizes the experimental uncertainties observed in our test bench. This statistical distribution on a_i coefficient has been used as input for our numerical simulations. A set of PSF has been computed varying the a_i allowing to plot a histogram of the rejection ratio (Fig. 16). This curve demonstrates that the probability to get dynamics lower than 1500 is practically zero. This dynamics is far higher than the observed value. Accordingly, the experimental uncertainty on the apodization coefficient cannot explain the observed experimental rejection ratio and cannot be identified as responsible for the 300 experimental dynamics.

Arm i	apodization coeff a_i	theoretical normalized intensity	experimental intensity range
1 - 8	0.104	0.011	[0.005;0.016]
2 - 7	0.364	0.133	[0.122;0.143]
3 - 6	0.724	0.525	[0.496;0.553]
4 - 5	1	1.000	[0.985;1.015]

Table 1. Apodization parameters

spatial frequencies	experimental contrast
1	0.9996 ($\pm 4.10^{-4}$)
2	0.9995 ($\pm 4.10^{-4}$)
3	0.9993 ($\pm 3.10^{-4}$)
4	0.9994 ($\pm 4.10^{-4}$)
5	0.9992 ($\pm 3.10^{-4}$)
6	0.9992 ($\pm 3.10^{-4}$)
7	0.9991 ($\pm 3.10^{-4}$)

Table 2. Experimental contrasts as function of the sampled spatial frequencies achieved with pairs of telescope.

In order to carry on our investigation on with the experimental origin of the limited dynamics, the next point under study is the polarization behaviour. The optical fibre arms of the interferometer are made of polarization-maintaining monomode fibres. This choice results from the necessity to avoid any loss of the polarization coherence between the optical fields to be interferometrically mixed. There can be two problems :

- Input linear polarization can be misaligned with the used neutral axis at the input of waveguides.
- Crosstalk between the two polarization modes corresponding to the two neutral axes.

In both cases, it results in an incoherent background intensity propagating along the undesirable polarization axis. This parasitic intensity leads to a background limit reducing the dynamics to be reached by the instrument. In our experiment, care has been taken to limit this problem by means of polarizers placed at the entrance pupil and after the 8 to 1 optical coupler. Our bread board has been characterized by measuring the contrast with each telescope couple. All the contrasts remain better than 0.999 as reported in Table.2. According to these experimental data, it is possible to compute a global PSF introducing a random polarization crosstalk for each interferometric arm. It results in a histogram of the rejection ratio to be reached according to such a perturbation (Fig.17). This simulation shows that the probability to get a rejection ratio lower than 500 is practically zero. Accordingly, the polarization behaviour cannot be identified as responsible for the 300 dynamics observed in our experiment. Consequently, the 300 dynamics can only be explained by the residual optical path differential fluctuations between the 8 interferometric arms.

3.3 THT imaging capabilities

The second stage of our experimental investigation has been to check the invariance of this point spread function over the imaging field of view. As a preliminary test, we moved the

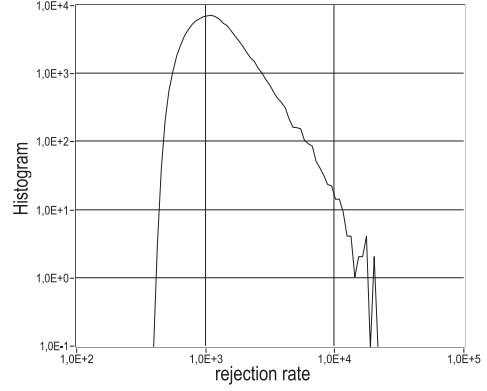


Figure 17. Birefringence rejection ratio limitation: This histogram obtain by 100000 PSF simulation shows the birefringence effect on the rejection ratio in the case of our experimental setup (contrast = 0.999). In the worst case, the rejection ratio is limited to 500.

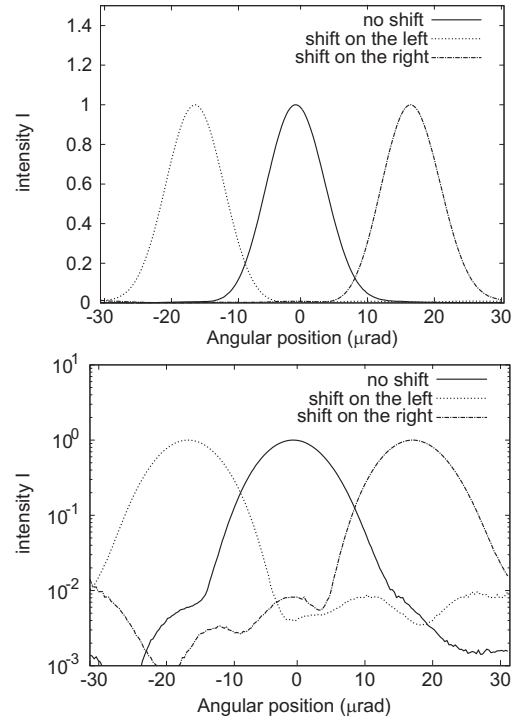


Figure 18. PSF translation quasi invariance: Moving the point-like source in THT field of view allows to observe global shift of the PSF. The repeatability is experimentally demonstrated only at a 100:1 level due to the turbulence phase fluctuation.

point like source in the object plane by shifting the optical fibre tip using manual translations. As shown on figure 18, the PSF was simply shifted with a constant width of the main lobe. The intensity on the clear field shows some fluctuations leading to dynamics losses. These imperfections are due to environmental parameter fluctuations resulting from the lack of a real time cophasing system. This demonstrates that our instrument is linear and translation invariant and therefore suitable for imaging .

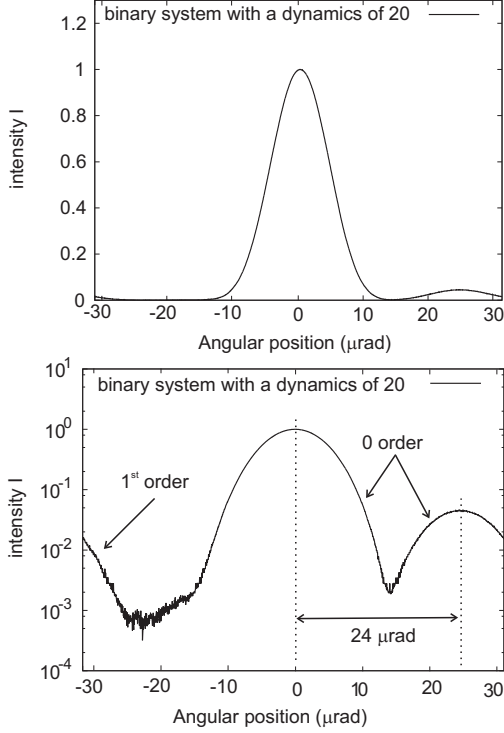


Figure 19. Experimental image of an unbalanced binary system with a 20 power ratio using our 8-telescope array in the apodized configuration (top linear scale, bottom log scale).

In order to illustrate the imaging capabilities of our instrument, we have used a binary star as source. The two fibre tips of the laboratory object receive the light from two different lasers operating at the same wavelength. Adjusting the driving current allows to simulate any unbalanced binary source. In the absence of a real time cophasing system, we used a secondary star intensity higher than the clear field intensity fluctuations.

The experimental result is shown in fig.19 and exhibits a main lobe surrounded by two side lobes. The bright one is related to the main star and the two others to its companion with the 0 interference order on the right and the first one on the left of this figure. Notice that in the case of polychromatic sources, only the zero interferometric order will be used as being achromatic. The source characteristics with a $23.75\mu\text{rad}$ separation and a ~ 20 intensity ratio are correctly recovered in the image. Results are consistent with the theoretical convolution between the point spread function and the object intensity distribution according to eq.23. Consequently, over the instrument clear field the instrument imaging capabilities have been demonstrated.

3.4 Preliminary 2D PSF observation

This first experimental study was mainly dedicated to the demonstration of the imaging capabilities of a temporal hypertelescope on a one dimensional object. Due to mechanical constraints, the telescope array has been designed in a 2D configuration. Even if this array is not absolutely optimized for a two dimensional imaging, it is possible to test the 2D

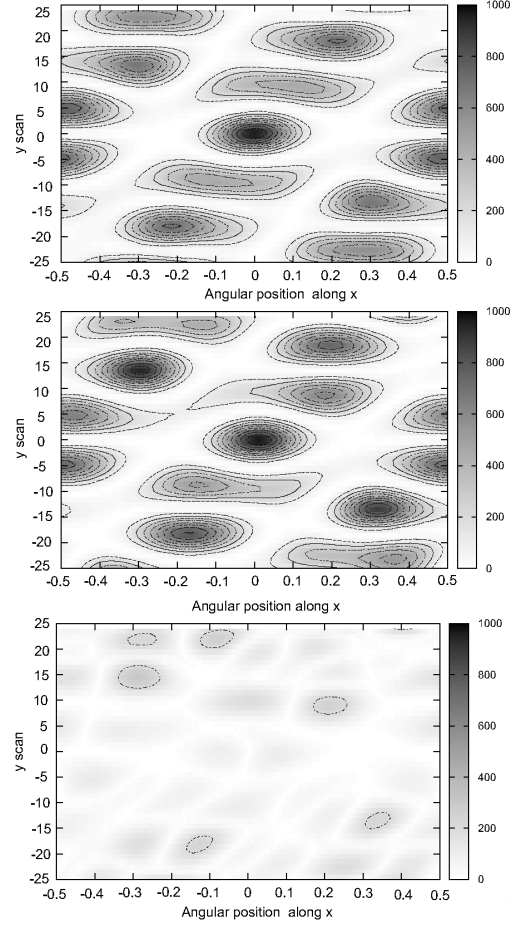


Figure 20. Preliminary test on the 2D imaging capabilities of a Temporal Hypertelescope. Comparison between ideal (top) and experimental (middle) 2D PSF obtained with our THT bench (bottom) absolute value of the difference between the ideal PSF and the experimental image.

PSF to demonstrate the operation of the 2D imaging process. This picture can be obtained row by row like in a TV raster scan using the phase modulations reported in equation eq.7. A set of phase shifts φ_{i0} is sent through the driving voltage electronics taking into account the projection of the telescope i baseline along the y direction :

$$\varphi_{i0}(y_0) = 2\pi \cdot \beta_i \cdot y_0 \quad (27)$$

This equation describes the phase shift that could be observed for telescope i in the image plane along the vertical axis in a spatial configuration. As demonstrated in ref (Reynaud & Delage (2007)) it is possible this way to get a 2D information using a temporal hypertelescope. We tested this process by recording the 2D PSF using our experimental test bench. The theoretical and experimental patterns are reported on Fig.20. The array cophasing was manually achieved during the first scan on the central row ($y_0 = 0$). After this initialization process, it is possible to scan all the field of view taking advantage of the relative stability of the telescope array. This full operation lasts about 20 seconds to get 50 rows over the 2D PSF. In order to quantify the discrepancies between ideal (Figure 20 top) and experimental

(Figure 20 middle) 2D PSF, Figure 20 bottom reports the absolute value of the difference between the two images. The significant fluctuations are probably due to the lack of an active phase control system during the 2D scan. A fine study of this limitation will be achieved after the implementation of a servo control system of our test bench. Nevertheless, these results are promising and could be enhanced with a convenient cophasing system.

This paper has been typeset from a \TeX / \LaTeX file prepared by the author.

4 CONCLUSION

The aim of this study was to experimentally demonstrate the operation of a temporal hypertelescope. This experimental demonstration was achieved by testing the instrument Point Spread Function as a first stage. The second experiment demonstrated the possibility to observe an unbalanced binary star with a 20 flux ratio. During this first test, the PSF dynamics was limited to 300 due to the lack of servo control system. The next stage of this study will be the design and implementation of a servo control system to accurately cophase our telescope array in order to enhance the dynamics of our instrument.

ACKNOWLEDGEMENTS

This study has been financially supported by CNES, INSU and Thales Alenia Space in the frame of different contracts. Our thanks go to Emmanuelle Abbott for her help in writing this paper and Alain Dexet for the fabrication of the mechanical parts of our experiment.

REFERENCES

- Alleman J.J., Reynaud F., Connes P., 1995, Applied Optics, 34, 2284
- Armand P., Benoist J., Bousquet E., Delage L., Olivier S., Reynaud F., 2009, European J. of Operational Res., 195, 519
- Bracewell R.N., 1978, Nature, 274, 780
- Delage L., Reynaud F., Lannes A., 2000, Applied Optics, 39, 6421
- Huss G., Reynaud F., Delage L., 2001, Optics Communications, 196, 55
- Labeyrie A., 1996, A&AS, 118, 517
- Lawson R., 1997, Long Baseline Stellar Interferometry, SPIE Milestone Series, Vol MS 139, Bellingham
- Leger A., Mariotti J.M., Mennesson B., Ollivier M., Puget J.L., Rouan D., Schneider J., 1993, Icarus, 123, 249
- Olivier S., Delage L., Reynaud F., et al., 2007, Applied Optics, 46, 834
- Olivier S., Delage L., Reynaud F., Collomb V., Persegol D., 2005, J. Opt.A: Pure Appl. Opt., 7, 660
- Patru F., Mourard D., Clausse J.M., et al., 2008, A&A, 477, 345
- G. Perrin, J. Woillez, O. Lai, et al., 2006, Science, 311, 194
- Reynaud F., Delage L., 2007, A&AS, 465, 1093
- Simohamed L.M., Reynaud F., 1997, Pure and Applied Optics, 6 37
- Vakili F., Aristidi.E., Abe L., Lopez B., 2004, A&A, 421, 147

Bibliographie

- [Armand et al., 2009] Armand, P., Benoist, J., Bousquet, E., Delage, L., Olivier, S., and Reynaud, F. (2009). Optimization of a one dimensional hypertelescope for a direct imaging in astronomy. *European Journal of Operational Research*, 195(2) :519–527.
- [Arnold et al., 2002] Arnold, L., Lagrange, A., Mourard, D., Riaud, P., Ferrari, M., Gillet, S., Kern, P., Koechlin, L., Labeyrie, A., Lardière, O., Malbet, F., Perrin, G., Roussel, G., and Tallon, M. (2002). High angular resolution in 2010-2020 : A comparison between possible post-VLT/VLTI instruments. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 4838, pages 134–143.
- [Bolcar, 2005] Bolcar, M. R. (2005). Method of phase diversity in multi-aperture systems utilizing individual sub-aperture control. volume 5896, pages 58960G–58960G–8. SPIE.
- [Bolcar and Fienup, 2009] Bolcar, M. R. and Fienup, J. R. (2009). Sub-aperture piston phase diversity for segmented and multi-aperture systems. *Applied Optics*, 48(1) :A5–A12.
- [Bouyeron et al., 2010] Bouyeron, L., Olivier, S., Delage, L., Reynaud, F., Armand, P., Bousquet, E., and Benoist, J. (2010). First experimental demonstration of temporal hypertelescope operation with a laboratory prototype. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 408(3) :1886–1896.
- [Ceus et al., 2011] Ceus, D., Tonello, A., Grossard, L., Delage, L., Reynaud, F., Herrmann, H., and Sohler, W. (2011). Phase closure retrieval in an infrared-to-visible upconversion interferometer for high resolution astronomical imaging. *Optics Express*, 19(9) :8616–8624.
- [Comley et al., 2011] Comley, P., Morantz, P., Shore, P., and Tonnellier, X. (2011). Grinding metre scale mirror segments for the E-ELT ground based telescope. *CIRP Annals - Manufacturing Technology*, 60(1) :379–382.
- [de Pater et al., 2002] de Pater, I., Gibbard, S., Macintosh, B., Roe, H., Gavel, D., and Max, C. (2002). Keck adaptive optics images of uranus and its rings. *Icarus*, 160(2) :359–374.
- [Deb, 2000] Deb, K. (2000). An efficient constraint handling method for genetic algorithms. *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, 186(2-4) :311–338.
- [Di Folco et al., 2004] Di Folco, E., Thévenin, F., Kervella, P., De Domiciano Souza, A., Coudé Du Foresto, V., Ségransan, D., and Morel, P. (2004). VLTI near-IR interferometric observations of vega-like stars. radius and age of α psa, β leo, β pic, ϵ eri and τ cet. *Astronomy and Astrophysics*, 426(2) :601–617.

- [Duvert et al., 2010] Duvert, G., Chelli, A., Malbet, F., and Kern, P. (2010). Phase closure nulling of HD 759717 with AMBER/VLTI - detection of the close faint companion. *Astronomy and Astrophysics*, 509 :7.
- [Filho et al., 2008] Filho, M., Renard, S., Garcia, P., Duvert, G., Duchene, G., Thiebaut, E., Youngs, J., Absil, O., Berger, J., Beckert, T., Hoenig, S., Schertl, D., Weigelt, G., Testi, L., Tatuli, E., Borkowski, V., De Becker, M., Surdep, J., Aringer, B., Hron, J., Lebzelter, T., Chiavassa, A., Corradi, R., and Harries, T. (2008). Phase closure image reconstruction for future VLTI instrumentation. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 7013.
- [Gonsalves and Chidlaw, 1979] Gonsalves, R. and Chidlaw, R. (1979). Wavefront sensing by phase retrieval. *Applications of digital image processing III*, pages 32–39.
- [Gonsalves, 1982] Gonsalves, R. A. (1982). PHASE RETRIEVAL AND DIVERSITY IN ADAPTIVE OPTICS. In *Optical Engineering*, volume 21, pages 829–832.
- [Guillot et al., 2010] Guillot, J., Ceus, D., Brustlein, S., Rio, L., Desfarges-Berthelemot, A., Kermene, V., Grossard, L., Tonello, A., Delage, L., and Reynaud, F. (2010). Widely tunable sum-frequency generation in PPLN waveguide pumped by a multi-wavelength yb-doped fiber laser. *Optics Communications*, 283(3) :442–446.
- [Herrera et al., 1998] Herrera, F., Lozano, M., and Verdegay, J. (1998). Tackling Real-Coded genetic algorithms : Operators and tools for behavioural analysis. *Artificial Intelligence Review*, 12(4) :265–319.
- [Holland, 1992] Holland, J. (1992). *Adaptation in Natural and Artificial Systems : An Introductory Analysis with Applications to Biology, Control, and Artificial Intelligence*. A Bradford Book.
- [Johns, 2006] Johns, M. (2006). The giant magellan telescope (GMT). In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 6267 II.
- [Kendrick et al., 1994] Kendrick, R. L., Acton, D., and Duncan, A. (1994). Phase-diversity wave-front sensor for imaging systems. *Applied Optics*, 33(27) :6533–6546.
- [Kraichnan and Spiegel, 1962] Kraichnan, R. and Spiegel, E. (1962). Model for energy transfer in isotropic turbulence. *Physics of Fluids*, 5(5) :583–588.
- [Labeyrie, 1975] Labeyrie, A. (1975). Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes. *The Astrophysical Journal Letters*, 196 :L71–L75.
- [Labeyrie, 1996] Labeyrie, A. (1996). Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100 km optical interferometric arrays. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 118(3) :517–524.
- [Labeyrie et al., 2008] Labeyrie, A., Le Coroller, H., and Dejonghe, J. (2008). Steps toward hypertelescopes on earth and in space. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 7013.
- [Labeyrie et al., 2009] Labeyrie, A., Le Coroller, H., Dejonghe, J., Lardière, O., Aime, C., Dohlen, K., Mourard, D., Lyon, R., and Carpenter, K. (2009). Luciola hypertelescope space observatory : Versatile, upgradable high-resolution imaging, from stars to deep-field cosmology. *Experimental Astronomy*, 23(1) :463–490.

- [Lagorceix et al., 1995] Lagorceix, H., Froehly, C., and de Limoges, U. (1995). *Application des fibres optiques unimodales à l'interférométrie stellaire*. Thèse de doctorat.
- [Larchevêque, 2010] Larchevêque, H. (2010). *Agrégation de ressources avec contrainte de distance : applications aux plateformes de grande échelle*. Doctorat, Bordeaux 1.
- [Lardièrre et al., 2007] Lardièrre, O., Martinache, F., and Patru, F. (2007). Direct imaging with highly diluted apertures - i. field-of-view limitations. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 375(3) :977–988.
- [Lawson, 2009] Lawson, P. (2009). *Principles of Long-Baseline Stellar Interferometry*. Wiley-Interscience.
- [Lawson et al., 2004] Lawson, P., Cotton, W., Hummel, C., Monnier, J., Zhao, M., Young, J., Thorsteinsson, H., Meimon, S., Mugnier, L., Le Besnerais, G., Thiébaut, E., and Tuthill, P. (2004). An interferometry imaging beauty contest. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 5491, pages 886–899.
- [LonguetEAU et al., 2002] LonguetEAU, E., Delage, L., and Reynaud, F. (2002). Effect of telescope pointing errors in large pupil stellar interferometry. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 4838, pages 546–553.
- [Mast and Nelson, 1985] Mast, T. S. and Nelson, J. E. (1985). FABRICATION OF THE KECK TEN METER TELESCOPE PRIMARY MIRROR. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 542, pages 48–59.
- [Mitchell, 1998] Mitchell, M. (1998). *An introduction to genetic algorithms*. The MIT press.
- [Monnier, 2003] Monnier, J. D. (2003). Optical interferometry in astronomy. *Reports on Progress in Physics*, 66(5) :789.
- [Mourard et al., 2011] Mourard, D., Bério, P., Perraut, K., Ligi, R., Blazit, A., Clausse, J., Nardetto, N., Spang, A., Tallon-Bosc, I., Bonneau, D., Chesneau, O., Delaa, O., Millour, F., Stee, P., Le Bouquin, J., Ten Brummelaar, T., Farrington, C., Goldfinger, P., and Monnier, J. (2011). Spatio-spectral encoding of fringes in optical long-baseline interferometry : Example of the 3T and 4T recombining mode of VEGA/CHARA. *Astronomy and Astrophysics*, 531.
- [Mourard et al., 2010] Mourard, D., Tallon, M., Bério, P., Bonneau, D., Chesneau, O., Clausse, J., Delaa, O., Nardetto, N., Perraut, K., Spang, A., Stee, P., Tallon-Bosc, I., McAlister, H., Brummelaar, T., Sturmann, J., Sturmann, L., Turner, N., Farrington, C., and Goldfinger, P. (2010). Performances and first science results with the VEGA/CHARA visible instrument. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 7734.
- [Mugnier et al., 2004] Mugnier, L., Cassaing, F., Sorrente, B., Baron, F., Velluet, M., Michau, V., and Rousset, G. (2004). Multiple aperture optical telescopes : Some key issues for earth observation from a GEO orbit. In *European Space Agency, (Special Publication) ESA SP*, pages 181–187.
- [Olivier, 2007] Olivier, S. (2007). *Utilisation de dispositifs d'optique guidée pour des applications en imagerie haute résolution*. PhD thesis, Faculté des Sciences et Techniques de Limoges, XLIM.

- [Ollivier et al., 2009] Ollivier, M., Absil, O., Allard, F., Berger, J., Bordé, P., Cassaing, F., Chazelas, B., Chelli, A., Chesneau, O., Coudé du Foresto, V., Defrère, D., Duchon, P., Gabor, P., Gay, J., Herwats, E., Jacquiod, S., Kern, P., Kervella, P., Le Duigou, J., Léger, A., Lopez, B., Malbet, F., Mourard, D., Pelat, D., Perrin, G., Rabbia, Y., Rouan, D., Reiss, J., Rousset, G., Selsis, F., Stee, P., and Surdej, J. (2009). PEGASE, an infrared interferometer to study stellar environments and low mass companions around nearby stars. *Experimental Astronomy*, 23 :403–434.
- [Patru, 2007] Patru, F. (2007). *Imagerie Directe en Interférométrie Stellaire Optique : Capacités d'Imagerie d'un Hypertélescope & Densifieur de Pupille Fibré*. PhD thesis.
- [Patru et al., 2008] Patru, F., Mourard, D., Gausse, J., Delage, L., Reynaud, F., Dubreuil, M., Bonneau, D., Bosio, S., Bresson, Y., Hugues, Y., Lardière, O., and Roussel, A. (2008). First results from a laboratory hypertelelescope using single-mode fibers. *Astronomy and Astrophysics*, 477(1) :345–352.
- [Paxman and Fienup, 1988] Paxman, R. G. and Fienup, J. R. (1988). Optical misalignment sensing and image reconstruction using phase diversity. *Journal of the Optical Society of America A*, 5(6) :914–923.
- [Petrov et al., 2007] Petrov, R., Malbet, F., Weigelt, G., Antonelli, P., Beckmann, U., Bresson, Y., Chelli, A., Dugué, M., Duvert, G., Gennari, S., Glück, L., Kern, P., Lagarde, S., Le Coarer, E., Lisi, F., Millour, F., Perraut, K., Puget, P., Rantakyrö, F., Robbe-Dubois, S., Roussel, A., Salinari, P., Tatulli, E., Zins, G., Accardo, M., Acke, B., Agabi, K., Altariba, E., Arezki, B., Aristidi, E., Baffa, C., Behrend, J., Blöcker, T., Bonhomme, S., Busoni, S., Cassaing, F., Clausse, J., Colin, J., Connot, C., Delboulbé, A., Domiciano De Souza, A., Driebe, T., Feautrier, P., Ferruzzi, D., Forveille, T., Fossat, E., Foy, R., Fraix-Burnet, D., Gallardo, A., Giani, E., Gil, C., Glentzlin, A., Heiden, M., Heininger, M., Utrera, O., Hofmann, K., Kamm, D., Kiekebusch, M., Kraus, S., Le Contel, D., Le Contel, J., Lesourd, T., Lopez, B., Lopez, M., Magnard, Y., Marconi, A., Mars, G., Martinot-Lagarde, G., Mathias, P., Mège, P., Monin, J., Mouillet, D., Mourard, D., Nussbaum, E., Ohnaka, K., Pacheco, J., Perrier, C., Rabbia, Y., Rebattu, S., Reynaud, F., Richichi, A., Robini, A., Sacchetti, M., Schertl, D., Schöller, M., Solscheid, W., Spang, A., Stee, P., Stefanini, P., Tallon, M., Tallon-Bosc, I., Tasso, D., Testi, L., Vakili, F., Von Der Lühe, O., Valtier, J., Vannier, M., and Ventura, N. (2007). AMBER, the near-infrared spectro-interferometric three-telescope VLTI instrument. *Astronomy and Astrophysics*, 464(1) :1–12.
- [Reynaud and Delage, 2007] Reynaud, F. and Delage, L. (2007). Proposal for a temporal version of a hypertelelescope. *Astronomy and Astrophysics*, 465(3) :1093–1097.
- [Simohamed and Reynaud, 1997] Simohamed, L. and Reynaud, F. (1997). A 2 m stroke optical fibre delay line. *Pure and Applied Optics (Print edition) (United Kingdom)*, 6(4) :L37–L41.
- [Stubbs et al., 2004] Stubbs, D., Duncan, A., Pitman, J., Sigler, R., Kendrick, R., Chilese, J., and Smith, E. (2004). Multiple instrument distributed aperture sensor (MIDAS) science payload concept. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 5487, pages 1444–1452.

- [Takami et al., 1998] Takami, H., Takato, N., Otsubo, M., Kanzawa, T., Kamata, Y., Nakashima, K., and Iye, M. (1998). Adaptive optics system for cassegrain focus of subaru 8.2 m telescope. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 3353, pages 500–507.
- [Tarmoul et al., 2010] Tarmoul, N., Mourard, D., Hénault, F., Clausse, J., Girard, P., Marcotto, A., Maclert, N., Spang, A., Rabbia, Y., and Roussel, A. (2010). Implementation of the chromatic phase diversity method on the SIRIUS test bench. In *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, volume 7734.
- [Vakili et al., 2004] Vakili, F., Aristidi, E., Abe, L., and Lopez, B. (2004). Interferometric remapped array nulling. *Astronomy and Astrophysics*, 421(1) :147–156.
- [Vergnole et al., 2004] Vergnole, S., Delage, L., and Reynaud, F. (2004). Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of 'OHANA project. *Optics Communications*, 232(1-6) :31–43.
- [Vergnole et al., 2005] Vergnole, S., Delage, L., Reynaud, F., Labonté, L., Roy, P., Mélin, G., and Gasca, L. (2005). Test of photonic crystal fiber in broadband interferometry. *Applied Optics*, 44(13) :2496–2500.
- [Zhao et al., 2011] Zhao, M., Monnier, J., Che, X., Pedretti, E., Thureau, N., Schaefer, G., ten Brummelaar, T., Mérand, A., Ridgway, S., McAlister, H., Turner, N., Sturmann, J., Sturmann, L., Goldfinger, P., and Farrington, C. (2011). Toward direct detection of hot jupiters with precision closure phase : Calibration studies and first results from the CHARA array. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 123(906) :964–975.

Résumé

Les hypertélescopes, grâce à leur capacité d'imagerie directe à haute résolution, constituent une voie prometteuse pour le développement de nouveaux instruments dédiés à l'astrophysique. Il reste cependant à démontrer expérimentalement leur faisabilité et notamment à trouver une solution au difficile problème du cophasage. C'est dans cette optique qu'ont été réalisés les travaux présentés dans cette thèse. Le banc de test THT, développé au laboratoire XLIM de Limoges, est le prototype entièrement fibré d'une version particulière d'hypertélescope, appelée hypertélescope temporel. L'historique ainsi que le concept de cet instrument constitué d'un réseau de huit télescopes sont présentés dans le premier chapitre de ce manuscrit. Une étude des défauts expérimentaux intrinsèques à l'instrument a été réalisée afin d'évaluer ses capacités théoriques d'imagerie. Dans un second temps, un dispositif de cophasage a été mis en place. Il est basé sur l'utilisation couplée d'un algorithme génétique et de la technique de diversité de phase. Son efficacité a été validée expérimentalement grâce à l'acquisition en laboratoire d'une image d'un système binaire d'étoiles présentant un écart en magnitude de 9,1 nécessitant un contrôle de tous les chemins optiques avec une résolution d'environ 3 nm. Nous avons ensuite testé cette méthode dans le cas d'un fonctionnement en régime de comptage de photons. Les résultats expérimentaux obtenus démontrent que même dans ces conditions difficiles, les qualités d'imagerie du dispositif sont conservées. Finalement, le dernier chapitre de ce document donne différentes pistes de développement et propose une ébauche d'un projet spatial réalisable à moyen terme.

Mots-clés : imagerie haute résolution, imagerie haut contraste, hypertélescope, interférométrie, cophasage, asservissement.

Abstract

Thanks to high angular resolution abilities, the hypertelescope concept forms a promising way to develop new astronomical instruments. However, its feasibility have to be experimentally demonstrated and especially a solution to the cophasing problem has to be found. This is the aim of this PHD work. In the XLIM laboratory, we have developed a fibered hypertelescope prototype called Temporal HyperTelescope (THT). The concept of this height-telescope-instrument is detailed in the first chapter of this document. A study of the instrument defaults has been carried out to evaluate its theoretical imaging abilities. In a second step, a cophasing system has been implemented. It is based on a joint use of a genetic algorithm and the phase diversity technique. Its efficiency has been experimentally validated in laboratory thanks to the acquisition of a binary star image showing a 9.1 magnitude unbalance and requiring a 3-nanometer-optical-path-length-resolution. Then, we have tested this method in the photon counting regime and the experimental results demonstrate that the instrument is able to acquire images even in these extreme running conditions. Finally, the last chapter of this document gives few points to be improved and suggests a draft of space based instrument which could be realized in the next decade.

Keywords: high resolution imaging, high contrast imaging, hypertelescope, interferometry, cophasing, servo-loop control.